Yüksek Lisans Tezi

Fermin AK

FİZİK ANABİLİM DALI

2014

T.C.
ERCİYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ $(0 \leq x \leq 1)$ HEUSLER BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Tezi Hazırlayan
Fermin AK

Tezi Yöneten
Prof. Dr. Buket SAATÇİ

Yüksek Lisans Tezi

Temmuz 2014
KAYSERİ

T.C.
ERCİYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ $(0 \leq x \leq 1)$ HEUSLER BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Tezi Hazırlayan
Fermin AK

Tezi Yöneten
Prof. Dr. Buket SAATÇİ

Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

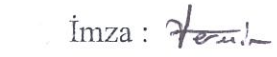
Bu çalışma Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi (ERÜ/BAP) tarafından FYL-2013-4216 kodlu proje ile desteklenmiştir.

Temmuz 2014
KAYSERİ

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.

Adı-Soyadı: Fermin AK

İmza : 

YÖNERGEYE UYGUNLUK

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) Heusler Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri adlı Yüksek Lisans tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi'ne uygun olarak hazırlanmıştır.

Tezi Hazırlayan

Fermin AK

Danışman

Prof. Dr. Buket SAATÇİ

Fizik ABD Başkanı

Prof. Dr. Ayhan GÜLDESTE

Prof. Dr. Buket SAATÇİ danışmanlığında **Fermin AK** tarafından hazırlanan "**$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) Heusler Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri**" adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

.

..11../.07./.2014...

JÜRİ:

Danışman	: Prof. Dr. Buket SAATÇİ	.....
Üye	: Prof. Dr. Mehmet AKKURT	.....
Üye	: Prof. Dr. Mustafa GENÇASLAN	.....

ONAY:
Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 22/07/2014 tarih ve 2014/33-14 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

..22../07/2014

Prof. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca benden hiçbir yardımını esirgemeyen, her konuda bana büyük destek sağlayan, bir danışman resmiyetinden çok ailemden biri sıcaklığında davranan hocam Sayın Prof. Dr. Buket SAATÇİ' ye ve güleryüzlü yaklaşımlarıyla aynı şekilde hiçbir desteğini esirgemeyen Gazi Üniversitesi öğretim üyesi hocam Sayın Prof. Dr. Selçuk KERVAN ile Doç. Dr. Nazmiye KERVAN' a çok teşekkür ederim. Ayrıca Dr. Canan ALPER BİLLUR'a ve Nevşehir Üniversitesi Arş. Gör. Fatma GÜÇLÜ'ye teşekkürü bir borç bilirim. Çalışmalarım süresince her an maddi ve manevi desteklerini gördüğüm canım aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışmasına maddi destek veren Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne (Proje No: FYL-2013-4216) teşekkür ederim.

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) HEUSLER BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Fermin AK

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Yüksek Lisans Tezi, Haziran 2014

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Buket SAATÇİ

ÖZET

Bu tez çalışmasında, $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) şeklindeki Heusler bileşiklerinin kristal yapısı ve manyetik özellikleri X-ışını toz kırınımı ve mıknatıslanma ölçümleri ile incelenmiştir. Bütün bileşikler, *Fm-3m* uzay grubuna sahip kübik $AlCu_2Mn$-tipi kristal yapıda kristallenmiştir. Co_2VSb bileşiği dışındaki tüm numuneler, ferromanyetik davranış göstermektedirler. Curie sıcaklığı, $x<0.8$ için oda sıcaklığının üzerinde gözlemlenirken $x=0.8$ için 68 K olarak belirlenmiştir. 5 K'de doyum mıknatıslanması, Vanadyum oranı x arttıkça çizgisel bir şekilde azalmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Manyetik malzemeler; Manyetik ölçümler; X-ışını toz kırınımı; Heusler bileşikleri; Ferromanyetizma; Paramanyetizma.

MAGNETIC PROPERTIES OF THE $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) HEUSLER COMPOUNDS

Fermin AK

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

M. Sc. Thesis, June 2014

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Buket SAATÇİ

ABSTRACT

In this thesis study, the crystal structure and magnetic properties of the $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) Heusler compounds have been studied by X-ray powder diffraction and magnetometric measurements. All compounds crystallize in a cubic $AlCu_2Mn$-type crystal structure with the space group *Fm-3m* and show ferromagnetic behaviour except Co_2VSb. The samples for $x<0.8$ have the Curie temperatures above room temperature, while the Curie temperature is observed at 68 K for the sample with $x=0.8$. The saturation magnetization at 5 K decreases linearly with increasing Vanadium concentration x.

Keywords: Magnetic materials; Magnetic measurements; X-ray powder diffraction; Heusler compounds; Ferromagnetism; Paramagnetism.

İÇİNDEKİLER

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) HEUSLER BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Sayfa

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK SAYFASI ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK SAYFASI iii
KABUL VE ONAY SAYFASI iv
TEŞEKKÜR…. v
ÖZET vi
ABSTRACT vii
İÇİNDEKİLER viii
KISALTMALAR VE SİMGELER x
TABLOLAR LİSTESİ xii
ŞEKİLLER LİSTESİ xiii

GİRİŞ 1

1. BÖLÜM

HEUSLER ALAŞIMLARI

2. BÖLÜM

MANYETİK ÖZELLİKLER

2.1. Temel Kavramlar 5
2.1.1 Manyetik Kutup 5
2.1.2 Manyetik Moment 6
2.1.3 Mıknatıslanma Vektörü 9

2.1.4 Manyetik İndüksiyon 10
2.1.5 Manyetik Alınganlık ve Geçirgenlik 10
2.2. Manyetizmanın Türleri 12
2.2.1 Diyamanyetizma 12
2.2.2 Paramanyetizma 14
2.2.3 Ferromanyetizma 18
2.2.4 Antiferromanyetizma 23
2.2.5 Ferrimanyetizma 25

3. BÖLÜM

MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Numune Elde Edilmesi 26
3.2. X-ışını Toz Kırınımı 26
3.2.1. X-ışını Toz Kırınım Analizi 30
3.2.2. X-ışını Toz Kırınım Ölçümleri 31
3.3. Mıknatıslanma Ölçümleri 33

4. BÖLÜM

DENEYSEL BULGULAR VE SONUÇ

KAYNAKLAR 41
ÖZGEÇMİŞ 44

KISALTMALAR VE SİMGELER

A_k	Asimetri fonksiyonu
B	Manyetik akı yoğunluğu
C	Curie sabiti
d	Düzlemler arası uzaklık
e	Elektronun yükü
H	Manyetik alan
H_C	Koerzivite alanı
I_k	X-ışını şiddet
k	Miller indisleri
L_k	Lorentz ve kutuplanma düzeltmesi ile çokluk çarpanını içeren katsayı
M	Mıknatıslanma
m_e	Elektronun kütlesi
M_R	Kalıcı mıknatıslanma
M_S	Doyum mıknatıslanması
N	Avogadro sayısı
N'	X-ışını toz kırınım desenindeki veri sayısı
P_k	Tercihli yönelim fonksiyonu
r	Yörünge yarıçapı
s	Skala faktörü
T	Sıcaklık
T_C	Curie sıcaklığı
T_N	Néel sıcaklığı
v	Elektronun hızı
vb.	ve benzeri
vs.	vesaire
y	X-ışını sayımı
y_{bi}	Taban sayımı
w_i	Ağırlık fonksiyonu
μ	Manyetik moment
μ_0	Boşluğun geçirgenliği

μ_B	Bohr manyetonu
λ	X-ışınının dalga boyu
θ	Saçılma açısı
Ω	Pik fonksiyonu
χ	Manyetik alınganlık
K	Kelvin

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo 2.1. Manyetik alınganlıklar (Başka türlü belirtilmedikçe değerler *1 atm, 20 ℃* içindir)……. 11

Tablo 2.2. Bazı ferromanyetik maddelerin Curie sıcaklıkları……. 21

Tablo 4.1. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşikleri için örgü sabiti *a*, hacim *V*, Curie sıcaklığı T_C ve M_S doyum manyetizasyonu……..……. 35

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. Yarı- ve tam-Heusler alaşımları ile bağdaştırılan $C1_b$ ve $L2_1$ yapıları.. 4

Şekil 1.2. Heusler yapısındaki birim hücre. (a) X_2YZ formülü ile verilen normal Heusler faz yapısının şematik gösterimi. (b) (XY)XZ formülü ile verilen ters Heusler faz yapısının şematik gösterimi…… 4

Şekil 2.1. Bir çubuk mıknatısı çevreleyen manyetik alan deseninin (çizgilerinin) demir tozları ile görünür hale getirilmiş resmi. (a) Bir çubuk mıknatıs etrafındaki manyetik alan deseni. (b) İki çubuk mıknatısın zıt kutupları arasındaki manyetik alan deseni. (c) İki çubuk mıknatısın aynı cins kutupları arasındaki manyetik alan deseni……. 5

Şekil 2.2. Akım ilmekleri. (a) $d\vec{\mu}$ manyetik momentli sonsuz küçük ilmekler. (b) Sonsuz küçük akım ilmeklerinin manyetik momentlerinin toplamıyla elde edilen $\vec{\mu}$ manyetik momentli sonlu büyüklükteki bir ilmek…….. 6

Şekil 2.3. Elektronun hareketine ilişkin manyetik momentin gösterimi. (a) Yörünge hareketi yapan elektron ile ilişkili manyetik momentin gösterimi. (b) Spin hareketi yapan elektron ile ilişkili manyetik momentin gösterimi……... 7

Şekil 2.4. Tek bir protondan oluşan çekirdeği etrafında $\vec{v}$ hızıyla yörüngesel hareket eden bir hidrojen atomu elektronu…… 8

Şekil 2.5. Diyamanyetik bir malzeme için bir manyetik alan varlığında ve yokluğunda atomik dipol konfigürasyonu (Dış alan yokluğunda, hiçbir dipol bulunmaz. Bir alan varlığında, dipoller indüklenir ve alanın yönüne zıt yönde hizalanırlar.)……... 13

Şekil 2.6. Paramanyetik bir malzeme için dış bir manyetik alan varlığında ve yokluğunda atomik dipol konfigürasyonu……. 16

Şekil 2.7. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak, periyodik tablodaki ilk 60 elementin oda sıcaklığındaki kütlesel alınganlıkları……. 17

Şekil 2.8. Serbest atomda paramanyetizma……... 18

Şekil 2.9 Domainler ve bölge duvarları…… 18

Şekil 2.10. Ferromanyetik bir malzeme için dış bir manyetik alanın yokluğunda bile atomik dipol düzeninin şematik gösterimi…….. 19

Şekil 2.11. Oda sıcaklığında demir, kobalt ve nikelin mıknatıslanma eğrileri (H-şematik eksen)……... 20

Şekil 2.12. Ferromanyetik bir maddenin mıknatıslanmasının mutlak sıcaklıkla değişimi……. 21

Şekil 2.13. Ferromanyetizma: (a) Spin kafesi (örgüsü), (b) Manyetizasyonun alan bağımlılığı ($T_1 < T_C \leq T_2 < T_3$) (c) $1/\chi$'nin sıcaklığa bağımlılığı, (d) Kendiliğinden manyetizasyonun sıcaklığa bağımlılığı 21

Şekil 2.14. Hysteresis ilmekleri. (a) Sert bir ferromanyetik maddenin hysteresis ilmeği. (b) Yumuşak bir ferromanyetik maddenin hysteresis ilmeği… 22

Şekil 2.15. Ferromanyetik bir maddenin mıknatıslanma ya da hysteresis eğrisi…. 23

Şekil 2.16. Antiferromanyetizma: (a) Spin kafesi, (b) $M(H)$, (c) $\chi^{-1}(T)$ ……. 24

Şekil 2.17. Ferrimanyetizma: (a) Spin kafesi, (b) Manyetizasyon eğrileri, (c) $1/\chi$'nin sıcaklıkla değişimi, (d) Kendiliğinden manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi……. 25

Şekil 3.1. Numunelerin üretilmesinde kullanılan ark fırını……... 27

Şekil 3.2. Bragg denklemi $2d\sin\theta = n\lambda$ nın bulunması…… 28

Şekil 3.3. Aralarında a) 0, b) $\lambda/2$, c) $\lambda/4$ faz farkı olan aynı dalga boyuna ve genliğine sahip iki dalganın üst üste gelmesi…… 29

Şekil 3.4. X-ışınları Toz Difraktometresi (XRD)…….. 32

Şekil 3.5. Difraktometrede kullanılan geometri……. 32

Şekil 3.6. SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) manyetometresi…….. 33

Şekil 3.7. (a) Mıknatıslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID sistemi. (b) SQUID gerilimi-numune konumu grafiği…… 34

Şekil 4.1. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşikleri için X-ışını toz kırınım analizleri……..……...…….. 36

Şekil 4.2. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait birim kübik örgü sabiti *a* ve birim hücre hacminin oda sıcaklığında Vanadyum oranı *x*'e göre değişimi……...……...…….. 37

Şekil 4.3. x=0.4 için Co2Mn1-xVxSb Heusler bileşiklerine ait mıknatıslanmaların 1kOe manyetik alanda 5 K ile 300 K aralığında sıcaklığa göre değişimi……...…….. 38

Şekil 4.4. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait doyum mıknatıslanmasının 5 K'de Vanadyum oranı *x*'e göre değişimi…….……...…….. 39

Şekil 4.5. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait 5 K'de ölçülen hysteresis (*M-H*) eğrileri……...…….. 40

GİRİŞ

Mıknatısların pek çok özelliği fen konularına ilgi duyan-duymayan herkes tarafından bilinmektedir. Aslında "mıknatıslık" olarak adlandırılan "manyetizma" konusu, uygulamaları ile günlük yaşantımızın ayrılmaz bir parçası olmuştur [1]. Manyetizma, tarihi kayıtlara geçmeden önce de gözlenmiş olan ve birkaç bin yıldan beri bilinmekte olan etkileyici bir konudur [2].

Aralarında fiziksel bir temas olmaksızın demir, nikel, kobalt gibi maddeleri çekebilme özelliğine sahip oldukları bilinen mıknatıslar, Fe_3O_4 (manyetit) yapısıyla tabiatta doğal olarak bulunabilirken, doğal mıknatısların tabiatta bolca olmaması sebebiyle yapay yollarla mıknatıslar (yapay mıknatıslar) da elde edilebilmektedir [1]. Doğal mıknatıs taşının çektiği demir, nikel, kobalt, vb. maddelere *manyetik maddeler* denir [3]. Manyetik malzemeler, dış bir manyetik alana maruz kaldıklarında kendilerine has davranışlar sergilerler ve gösterdikleri manyetik özellik (paramanyetik, diyamanyetik, ferromanyetik vb.) bakımından sınıflandırılırlar [1, 4, 5].

Çeşitli uygulama alanlarında (işitsel, görsel ve bilgisayar teknolojisinde, tıpta, otomotiv sensörlerde, elektrik motorlarında, telekomünikasyonda, enerji temininde [6], veri depolamada, vs.) kullanılan çok çeşitli manyetik malzemeler bulunmaktadır. Manyetik malzemelerin olmadığı bir dünya düşünmek imkânsızdır. Manyetik malzemeler modern toplumun gelişmesinde önemli bir rol oynamaktadır ve günlük yaşantımızı şekillendirmektedir [2, 5].

Bu tezdeki amacımız, Co_2MnSb ve Co_2VSb intermetalik bileşiklerinin doğasını incelemek, yapısal ve manyetik özellikleri hakkında bilgi vermektir. Bu bileşikler Nevşehir Üniversitesi malzeme araştırma laboratuarındaki ark eritme fırınında sentezlenerek kristal yapı ve manyetik özellikleri bakımından incelenmiştir. Kristal yapı analizi Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezi (TAUM)'da bu

lunan Bruker AXS D8 Advance X-ışını toz kırınım difraktometresinden alınan veriler ile yapılmış, manyetik ölçümleri ise İnönü Üniversitesi Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi (IBTAM) laboratuarlarında alınmıştır.

Verilen bu bilgilerden sonra, ilk bölümde Heusler alaşımları hakkında bilgi verilecektir. İkinci bölümde, manyetik malzemelerin gösterdikleri özellikleri anlamamız için gerekli kuramsal bilgiler verilecek ve manyetizmanın türlerinden detaylıca bahsedilecektir. Üçüncü bölümde ise, numunelerin elde edilmesinden kristal yapı analizi ve malzemelerin manyetik özelliklerinin belirlenmesine kadar izlenilen yol, kullanılan deneysel yöntemler ve ölçümler hakkında bilgi verilecektir.

Son bölümde ise, önceki bölümlerde verilen bilgiler ışığında, tez çalışmasında yapılanlar kısaca özetlenecek ve elde edilen deneysel bulgularla birlikte sonuçların tartışmaları verilecektir.

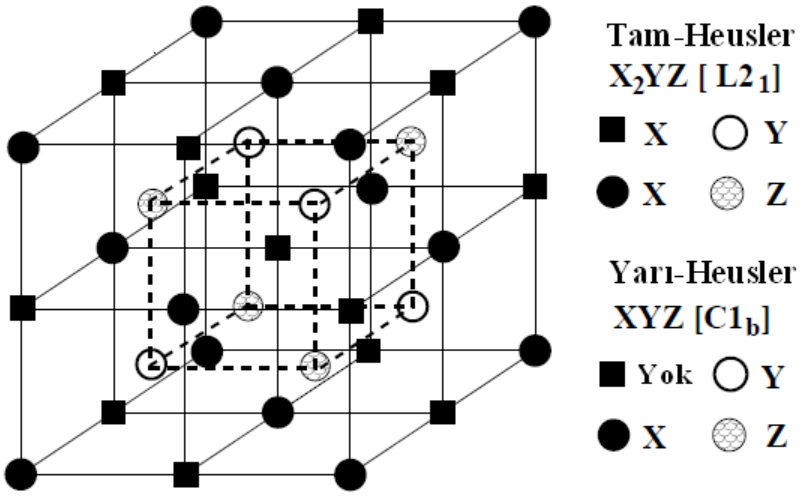
1. BÖLÜM

HEUSLER ALAŞIMLARI

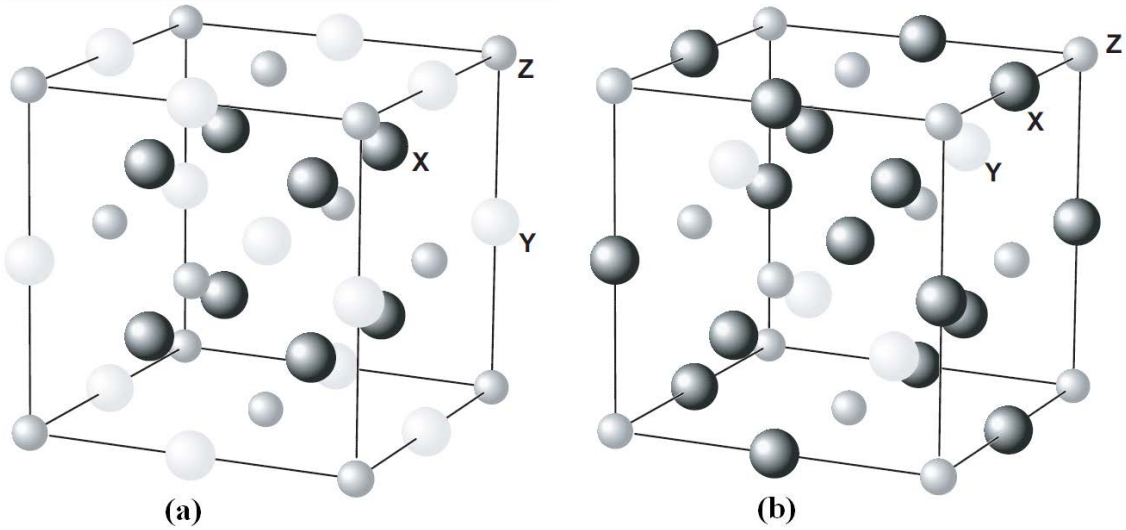
Geçiş metalleriyle yapılan alaşımlarda manyetik yapılar söz konusudur. İki ya da daha fazla metal bileşenlerin oluşturduğu yapıya *intermetalik bileşik* denilmektedir. Düzenli ya da düzensiz, ikili ya da daha çok bileşenli tüm metal-metal bileşikleri intermetalik bileşiklere dahildir [7]. Co_2MnSb, Co_2VSb, Ni_2VAl, Ni_2FeGe, Ni_2CoSb, Fe_2MnSb, Pd_2CoSb, Os_2ScIn, Co_2VAl [8], $AlCu_2Mn$ gibi intermetalik bileşikler ise Heusler alaşımları olarak adlandırılmaktadır [7].

Heusler alaşımları 100 yılı aşkın süredir bilinmektedir. Alman maden mühendisi ve kimyageri Friedrich Heusler'den sonra isimlendirilmişlerdir. Heusler, 1903'te ferromanyetik olmayan elementlerden oluşan Cu-Mn-Al alaşımının ferromanyetik olduğunu keşfetmiştir. Bugün malzemelerin iki sınıfı Heusler alaşımları olarak adlandırılmaktadır: *XYZ* genel formülüyle *yarı-Heusler alaşımları* ve X_2YZ formülüyle *tam-Heusler alaşımları*. Burada, X ve Y elementleri geçiş metal grubundan iken Z bileşeni III-V grubu elementidir. Yarı- ve tam-Heusler alaşımları sırasıyla $C1_b$ ve $L2_1$ yapıları ile karakterize edilir. Bu bileşikler çok zengin manyetik davranışlar sergilerler [9].

Tam-Heusler alaşımı sistemi, X_2YZ şeklinde ise normal Heusler-fazı; (XY)XZ şeklinde ise ters Heusler-fazı olarak kabul edilir (Şekil 1.2). Bu tezde incelenecek olan Co_2MnSb ve Co_2VSb alaşımları normal Heusler faz yapısına sahiptir [8].



Şekil 1.1. Yarı- ve tam-Heusler alaşımları ile bağdaştırılan $C1_b$ ve $L2_1$ yapıları [9].



Şekil 1.2. Heusler yapısındaki birim hücre. (a) X_2YZ formülü ile verilen normal Heusler faz yapısının şematik gösterimi. (b) (XY)XZ formülü ile verilen ters Heusler faz yapısının şematik gösterimi [8].

2. BÖLÜM

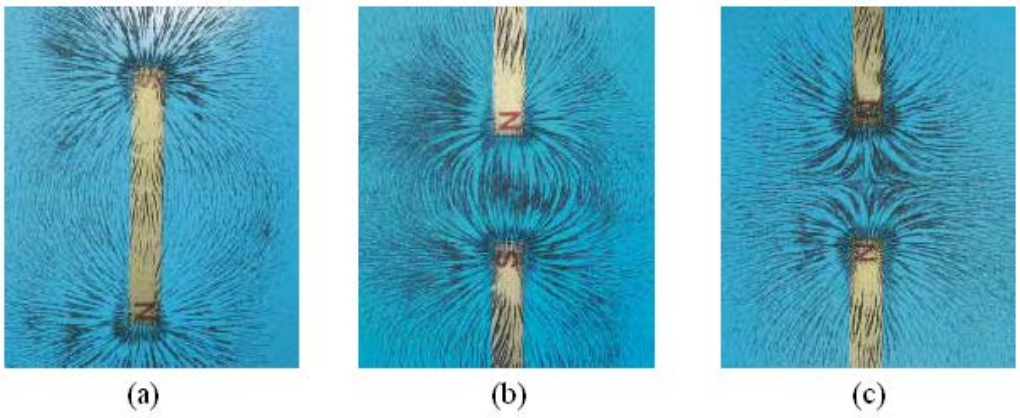
MANYETİK ÖZELLİKLER

Malzemelerin manyetik özellikleri, bir dış manyetik alana verdikleri cevapla belirlenir [1, 10, 11]. Malzemelerin manyetik alandan etkilenip etkilenmemesi ise manyetik moment, mıknatıslanma vektörü ve manyetik alınganlığa bağlıdır [10, 12].

2.1. Temel Kavramlar

2.1.1. Manyetik Kutup

Demir tozları bir çubuk mıknatısın etrafına saçıldığında manyetik alanı gösteren çizgiler oluşur (Şekil 2.1) [13, 14].



Şekil 2.1. Bir çubuk mıknatısı çevreleyen manyetik alan deseninin (çizgilerinin) demir tozları ile görünür hale getirilmiş resmi. (a) Bir çubuk mıknatıs etrafındaki manyetik alan deseni. (b) İki çubuk mıknatısın zıt kutupları arasındaki manyetik alan deseni. (c) İki çubuk mıknatısın aynı cins kutupları arasındaki manyetik alan deseni [14].

Bu belirli çizgiler iki farklı bölgeden (*N* ve *S*) başlayıp bitmektedirler. Sırasıyla mıknatısın pozitif ve negatif kutbu olarak belirtilen *N* (North-kuzey) ve *S* (South-güney)'ye *manyetik kutup* denilmektedir [13]. Bir manyetik kutup, çevresinde manyetik alan oluşturur [4]. Mıknatısların manyetik (mıknatıssal) özelliklerini gösterebildiği bölgeye *mıknatısın manyetik alanı* denir [3].

2.1.2. Manyetik Moment

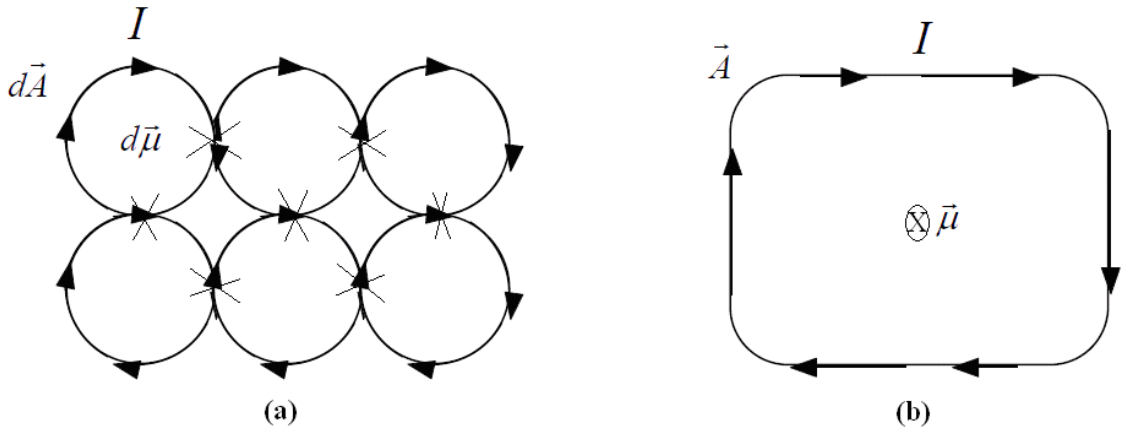
Manyetizmada temel konu manyetik momenttir. Klasik elektromanyetizmada bunu bir akım ilmeğiyle açıklayabiliriz. Bir $d\vec{A}$ alanlı sonsuz küçük bir ilmek etrafında bir I akımının olduğu varsayılırsa buna karşılık gelen manyetik moment $d\vec{\mu}$,

$$d\vec{\mu} = Id\vec{A} \tag{2.1}$$

şeklinde ifade edilir. Vektör alanının yönü sağ el kuralıyla bulunur. Bu "küçük" akım ilmeklerinin manyetik momentlerinin toplamı, sonlu büyüklükteki bir akım ilmeğinin manyetik momenti $\vec{\mu}$'yü hesaplamamıza izin verir:

$$\vec{\mu} = \int d\vec{\mu} = I\int d\vec{A}. \tag{2.2}$$

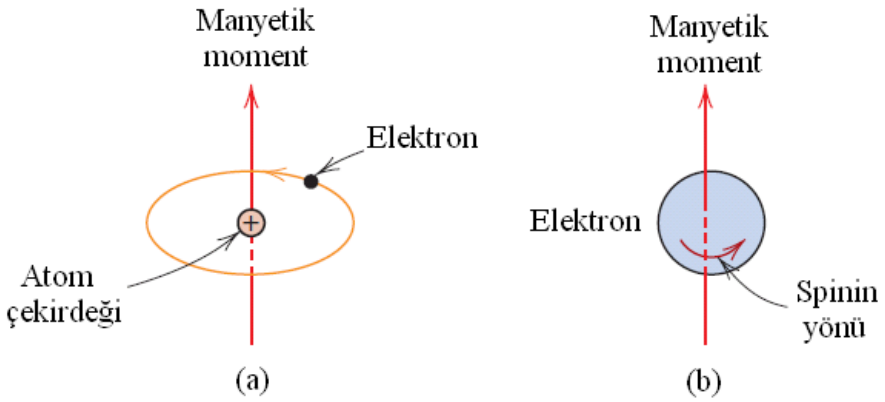
[2, 12].



Şekil 2.2. Akım ilmekleri. (a) $d\vec{\mu}$ manyetik momentli sonsuz küçük ilmekler. (b) Sonsuz küçük akım ilmeklerinin manyetik momentlerinin toplamıyla elde edilen $\vec{\mu}$ manyetik momentli sonlu büyüklükteki bir ilmek [15].

Çünkü komşu ilmeklerdeki akımlar, birbirini yok etmiş ve sadece sonlu büyüklükteki ilmeğin çevrel uzunluğu etrafında işleyen bir akım bırakmıştır (Şekil 2.2) [2, 12].

Kuantum mekaniksel prensipler göz önüne alındığında bir atomdaki her bir elektron, çekirdek etrafındaki yörüngesel hareketinden ve elektron spininden kaynaklanan manyetik momente sahiptir (Şekil 2.3). Hareketli bir yük olan elektron, küçük bir akım ilmeği olarak düşünülebilir; çok küçük bir manyetik alan üretir ve Şekil 2.3.a'da şematik olarak gösterildiği gibi dönme ekseni boyunca bir manyetik momente sahiptir. Ayrıca, her bir elektron kendi ekseni etrafında spin hareketi yapıyor olarak düşünülebilir. Bu elektron spininden kaynaklanan manyetik moment, Şekil 2.3.b'de gösterildiği gibi spin ekseni boyunca yönelmiştir. Spin manyetik momentleri yalnızca "yukarı" ya da "aşağı" yönde olabilirler. Böylece bir atomdaki her bir elektron, sürekli (daimi, kalıcı) yörünge ve spin manyetik momentlerine sahip küçük bir mıknatıs olarak düşünülebilir [11].

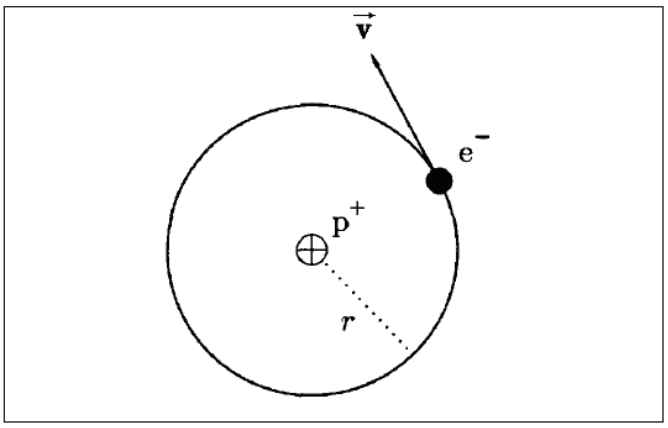


Şekil 2.3. Elektronun hareketine ilişkin manyetik momentin gösterimi. (a) Yörünge hareketi yapan elektron ile ilişkili manyetik momentin gösterimi. (b) Spin hareketi yapan elektron ile ilişkili manyetik momentin gösterimi [11].

Bir ya da daha fazla elektrik yükünün hareketiyle bir akım ilmeği meydana gelir. Göz önünde bulundurulan tüm yükler kütlesi olan parçacıklarla ilişkilidir. Bundan dolayı,

akım ilmeklerindeki yüklere ilave olarak kütlenin yörüngesel hareketi de vardır ve bu yüzden bir manyetik moment her zaman açısal momentumla bağlantılıdır [12].

En temel manyetik moment, Bohr manyetonudur. Bohr manyetonu μ_B ile gösterilir ve 9.274×10^{-24} A.m^2 büyüklüğündedir. Bir atomdaki her bir elektron için spin manyetik momenti $\pm\mu_B$ dir (spin yukarı için artı, spin aşağı için eksi) [11].



Şekil 2.4. Tek bir protondan oluşan çekirdeği etrafında $\vec{v}$ hızıyla yörüngesel hareket eden bir hidrojen atomu elektronu [12].

Şekil 2.4'de gösterildiği gibi, bir hidrojen atomunun çekirdeği etrafında dairesel yörüngede dolanan $-e$ yüklü, m_e kütleli bir elektron düşünelim. Atomun etrafındaki I akımı, $I=-e/\tau$'dur. Burada τ, yörünge periyodudur ve $\tau=2\pi r/v$'dir; $v=|\vec{v}|$ sürattir, r dairesel yörüngenin yarıçapıdır. Elektronun açısal momentumunun büyüklüğü $m_e vr$, taban durumunda $\hbar$'a eşit olmalıdır. Bu yüzden elektronun manyetik momenti μ,

$$\mu=\pi r^2 I$$

$$=\pi r^2\left(-\frac{e}{\tau}\right)=\pi\left(\frac{v\tau}{2\pi}\right)^2\left(-\frac{e}{\tau}\right)$$

$$= -\frac{\pi v^2 \tau^2 e}{4\pi^2 \tau} = -\frac{v^2 \tau e}{4\pi}$$

$$= -\frac{v^2 \left(\frac{2\pi r}{v}\right) e}{4\pi} = -\frac{vre}{2}$$

$$= -\frac{vre}{2} \cdot \frac{m}{m} \tag{2.3}$$

$$= -mvr\frac{e}{2m} = -n\hbar\frac{e}{2m} \qquad \left(\begin{array}{c}\text{Taban durumunda} \\ n\text{=1'dir.}\end{array}\right)$$

$$= -\hbar\frac{e}{2m} = -\frac{e\hbar}{2m_e} = -\mu_B$$

şeklinde bulunur. Bohr manyetonu μ_B, atomik manyetik momentlerin büyüklüğünü tanımlamak için uygun bir birimdir. Ayrıca dikkat edilirse, manyetik momentin işareti negatiftir. Elektronun negatif yükünden dolayı, elektronun manyetik momenti açısal momentumuna antiparaleldir [12].

2.1.3. Mıknatıslanma Vektörü

Bir manyetik katı, çok sayıda manyetik momentli atomlardan meydana gelir [12]. *M* mıknatıslanma (manyetizasyon) vektörünün büyüklüğü, birim hacim (*V*) başına düşen net manyetik moment olarak tanımlanır:

$$M = \left|\vec{M}\right| = \mu\frac{N}{V} \tag{2.4}$$

ve genellikle yeterince büyük bir uzunluk skalasında verilir ki en az birkaç atomik manyetik moment üzerinden bir ortalama alınmıştır. Bu koşullar göz önünde bulundurulduğunda mıknatıslanma, düzgün bir şekilde değişen vektör alanı olarak düşünülebilir. Vakum ortamında ise hiçbir $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörü meydana gelmez [2]. $\vec{M}$ birim hacimdeki manyetik moment olduğundan SI birim sistemine göre birimi $A.m^2/m^3$ veya A/m'dir [14].

2.1.4. Manyetik İndüksiyon

Bir dış manyetik alan ($\vec{H}$) uyguladığımızda malzemenin buna verdiği cevap, *manyetik indüksiyon* ya da *manyetik akı yoğunluğu ($\vec{B}$)* olarak adlandırılır. $\vec{H}$ ile $\vec{B}$ arasındaki ilişki, malzemenin kendisinin karakteristik bir özelliğidir. Vakumda $\vec{B}$ ile $\vec{H}$ arasında,

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \tag{2.5}$$

şeklinde lineer bir ilişki vardır. Fakat, manyetik bir malzeme içerisinde $\vec{B}$ ve $\vec{H}$, $\vec{M}$ mıknatıslanmasından dolayı büyüklük ve yön olarak farklı olabilir. Bu ise,

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \tag{2.6}$$

formundadır [2].

2.1.5. Manyetik Alınganlık ve Geçirgenlik

Akım taşıyan bir iletkenin oluşturduğu bir $\vec{B}_0$ manyetik alanının bulunduğu bir bölge düşünelim. Şimdi o bölgeyi bir manyetik madde ile doldurursak, bölgedeki toplam alan $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$ olacaktır. Burada $\vec{B}_m$ manyetik maddenin oluşturduğu alandır. Bu katkı, maddenin mıknatıslanma vektörü cinsinden $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$ şeklinde ifade edilebilir. Böylece bölgedeki toplam alan,

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \tag{2.7}$$

olur. Manyetik alan şiddeti $\vec{H}$, Eşitlik (2.5)'e göre $\vec{H} = \vec{B}_0 / \mu_0$ şeklinde tanımlanarak Eşitlik (2.7),

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \tag{2.8}$$

biçiminde yazılabilir. $\vec{H}$ ile $\vec{M}$ niceliklerinin birimleri aynıdır [14].

Eğer $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörü, $\vec{H}$ dış manyetik alanına paralel ise,

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \tag{2.9}$$

şeklinde yazılır. $\vec{M}$ ile $\vec{H}$ arasındaki lineerliği sağlayan χ orantı sabitine *manyetik alınganlık* denir [2, 16]. *Manyetik alınganlık boyutsuz bir büyüklüktür* ve paramanyetik malzemeler için pozitif, diyamanyetik malzemeler için negatiftir. Karakteristik değerler 10^{-5} mertebesindedir (Tablo 2.1) [16].

Eşitlik (2.9)'a uygun malzemelere *lineer malzemeler (doğrusal ortamlar)* denir. Doğrusal ortamlar için,

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi\vec{H}) = \mu_0(1+\chi)\vec{H} \tag{2.10}$$

şeklinde yazılır. Böylece $\vec{B}$ ile $\vec{H}$ de orantılıdır. Doğrusal ortamlar için $\vec{B}$ ile $\vec{H}$ arasındaki lineer ilişki,

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H} \tag{2.11}$$

şeklinde yazılabilir. Burada μ_0, *serbest uzayın manyetik geçirgenliği*; μ_r, *bağıl (rölatif) geçirgenlik* ($\mu_r = 1+\chi$) ; μ, *malzemenin* (*manyetik katının* [8]) *geçirgenliği*dir [2,16].

Tablo 2.1. Manyetik alınganlıklar (Başka türlü belirtilmedikçe değerler *1 atm, 20 ℃* içindir) [16].

Malzeme	Alınganlık	Malzeme	Alınganlık
Diyamanyetik		*Paramanyetik*	
Bizmut	-1.6×10^{-4}	Oksijen	1.9×10^{-6}
Altın	-3.4×10^{-5}	Sodyum	8.5×10^{-6}
Gümüş	-2.4×10^{-5}	Alüminyum	2.1×10^{-5}
Bakır	-9.7×10^{-6}	Tungsten	7.8×10^{-5}
Su	-9.0×10^{-6}	Platin	2.8×10^{-4}
Karbondioksit	-1.2×10^{-8}	Sıvı oksijen (-200 °C)	3.9×10^{-3}
Hidrojen	-2.2×10^{-9}	Gadolinyum	4.8×10^{-1}

Bağıl geçirgenlik için karakteristik değerler; vakum ortamı için $\mu_r = 1$, madde içinde ise $\mu_r \geq 1$ şeklindedir [2].

Mıknatıslanacak malzemenin bulunmadığı vakum ortamında, alınganlık kaybolur $(\chi = 0)$ ve geçirgenlik μ_0'a eşit olur:

$$\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0 (1 + \chi) = \mu_0 (1 + 0) = \mu_0 \ . \tag{2.12}$$

μ_0'a *serbest uzayın geçirgenliği* denilmesinin sebebi budur [16]. μ_0 evrensel bir sabittir ve $4\pi \times 10^{-7} = 1.257 \times 10^{-6}$ H/m değerindedir [11].

Manyetik geçirgenlik (μ), Amper.metre başına Weber (Wb/A.m) ya da metre başına Henry (H/m) boyutundadır [11] ve paramanyetik malzemeler için daha büyük, diyamanyetik malzemeler için daha küçük değerdedir [17].

2.2. Manyetizmanın Türleri

Uygun metotlarla herhangi bir maddenin manyetik özelliklerini ölçebilir ve o maddeyi paramanyetik, diyamanyetik, ferromanyetik vb. olarak sınıflandırabiliriz [4].

2.2.1. Diyamanyetizma

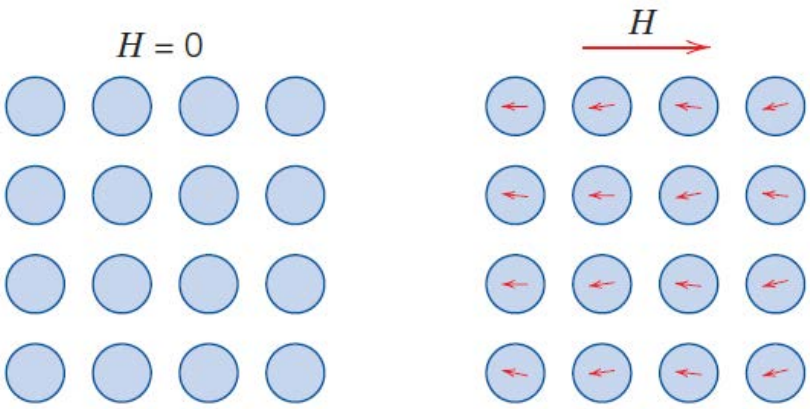
Diyamanyetizma tamamen bir indüksiyon etkisidir [2]. Uygulanan bir manyetik alandan dolayı elektronların yörünge hareketindeki bir değişiklik sebebiyle indüklenir [11]. Diyamanyetik bir maddeye bir dış manyetik alan uygulandığında, bu alana zıt yönde zayıf bir manyetik moment oluşur. Bu, diyamanyetik maddelerin bir mıknatıs tarafından zayıfça itilmesine neden olur [14].

Diyamanyetik maddeler, negatif manyetizma gösterirler. Net manyetik momenti sıfır olan atomlardan oluşmuş olmasına rağmen, uygulanan bir alana özel bir şekilde tepki verirler. Bu etkinin klasik teorisi ilk defa Fransız fizikçi Paul Langevin (1872-1946) tarafından çalışılmıştır. Langevin, daha önce Ampére ve Alman fizikçi Wilhelm Weber

(1804-1891) tarafından geliştirilen bazı fikirleri düzeltmiş ve sayısal olarak ifade etmiştir [4].

Bu teoriye göre, tek bir elektron yörüngesine uygulanan bir manyetik alanın etkisi, yörüngenin etkin akımını azaltacak ve böylece uygulanan alana zıt yönde bir manyetik moment üretecektir. Bu etki, atomdaki tüm elektronlar üzerinden toplanır ve her atomun diğerlerinden bağımsız olarak hareket ettiği kabul edilir [4].

Diyamanyetizma, manyetizmanın çok zayıf bir türüdür, kalıcı değildir, sadece bir dış alan uygulanıyorken devam eder ve uygulanan manyetik alandan dolayı elektronların yörünge hareketinde meydana gelen değişimden indüklenir. İndüklenen manyetik momentin büyüklüğü son derece küçüktür ve uygulanan alanın yönüne zıt yöndedir. Bu yüzden bağıl geçirgenlik μ_r, birim değerden daha küçüktür (fakat sadece çok az) ve manyetik alınganlık negatiftir. Yani, diyamanyetik katı içinde $\vec{B}$ alanının büyüklüğü boşluktaki (vakumdaki) değerinden daha küçüktür. Diyamanyetik katı malzemeler için χ_m alınganlığının şiddeti -10^{-5} mertebesindedir. Diyamanyetik malzemeler güçlü bir elektromıknatısın kutupları arasına konulduğunda, alanın zayıf olduğu bölgelere doğru çekilirler [11].



Şekil 2.5. Diyamanyetik bir malzeme için bir manyetik alan varlığında ve yokluğunda atomik dipol konfigürasyonu (Dış alan yokluğunda, hiçbir dipol bulunmaz. Bir alan varlığında, dipoller indüklenir ve alanın yönüne zıt yönde hizalanırlar.) [11].

Şekil 2.5'te diyamanyetik bir malzeme için bir dış alan varlığında ve yokluğunda atomik manyetik dipol konfigürasyonu şematik olarak gösterilmiştir ve buradaki oklar atomik dipol momentleri temsil etmektedir. Bir dış alan yokken dipoller yoktur; bir alan varken alana zıt yönde yönelen dipoller oluşur [11].

Her çeşit maddede diyamanyetizma olmakla birlikte etkileri oldukça zayıf olduğu için ancak manyetizmanın diğer türleri (paramanyetizma, ferromanyetizma, antiferromanyetizma ve ferrimanyetizma [2]) olmadığı zaman gözlenebilir [11, 14]. C (elmas), Si, Ge gibi elementler, Hg gibi metaller, neredeyse tüm organik maddeler, kritik sıcaklıkların altındaki süperiletkenler, NaCl gibi iyonik katılar diyamanyetik malzemelere örnek olarak verilebilir [2, 4]. Fakat ne bütün gazlar ne de bütün iyonik ya da kovalent katılar diyamanyetiktir [4].

Kritik sıcaklığın altıdaki süperiletkenler ideal diyamanyetlerdir [2]. Sürekli bir mıknatıs, bir süperiletkene yaklaştırıldığı takdirde iki madde birbirini iter. Süperiletkenler, kritik sıcaklıkların altındaki sıcaklıklarda dc (doğru akım) direnci sıfır olan maddelerdir. Kritik sıcaklıklar maddeden maddeye değişir. Süperiletken, içindeki manyetik alanı sıfır yapacak şekilde, uygulanan bir manyetik alanı dışarı atar. Bu akıyı dışarı atma olayına *Meissner olayı* denir [14].

2.2.2. Paramanyetizma

Paramanyetizma, yüksüz olmayan bazı bileşiklerde, tam dolu olmayan yörüngelere sahip iyonlarda ve metallerde görülür [18] ve paramanyetizmadaki "para" öneki, "ile" ya da "boyunca" manasına gelmektedir [12].

Geniş bir sıcaklık aralığı üzerinden çok sayıda maddenin alınganlıklarının ilk sistematik ölçümleri Fransız fizikçi Pierre Curie tarafından yapılmıştır ve 1895'te yine kendisi tarafından rapor edilmiştir. Pierre Curie, χ_m kütle alınganlığının diyamanyetik malzemeler için sıcaklıktan bağımsız olduğunu, fakat paramanyetik malzemeler için mutlak sıcaklıkla ters orantılı olarak değiştiğini bulmuştur:

$$\chi_m = \frac{C}{T}. \tag{2.13}$$

Bu bağıntı *Curie kanunu* olarak adlandırılır ve *C,* gram başına Curie sabitidir. Curie kanunu, *Curie-Weiss kanunu* olarak adlandırılan daha genel bir kanunun sadece özel bir durumudur:

$$\chi_m = \frac{C}{T-\theta}\ . \tag{2.14}$$

Burada θ, herhangi bir madde için sıcaklık boyutunda bir sabittir ve Curie kanununa uyan maddeler için sıfıra eşittir. Ayrıca bazı yazarlar Eşitlik (2.14)'ün paydasını $(T+\theta)$ olarak yazmaktadırlar [4]. Ferromanyetik bir malzeme için Eşitlik (2.14)'te $\theta = T_C$'dir ve Curie noktası üstündeki paramanyetik bölgede gözlenen alınganlık (duygunluk) değişimini oldukça iyi bir şekilde yansıtmaktadır [19].

Curie kanunu şu şekilde de ifade edilmektedir:

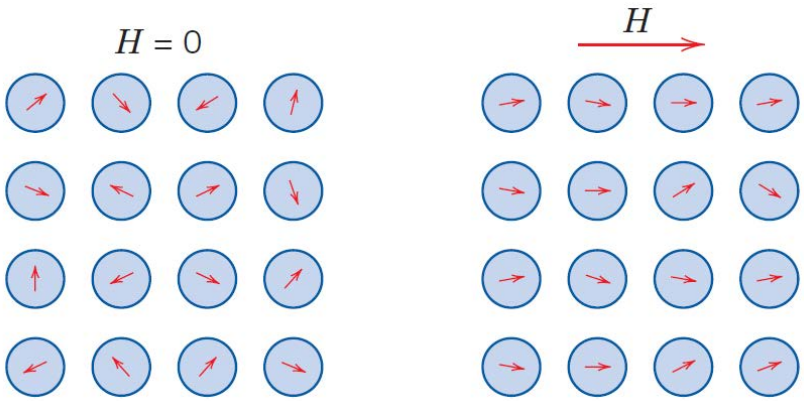
$$M = C\frac{B}{T}\ . \tag{2.15}$$

Deneysel olarak bazı koşullar altında, paramanyetik bir maddenin mıknatıslanması manyetik alanla doğru, mutlak sıcaklıkla ise ters orantılıdır. *B*=0 olduğunda mıknatıslanma sıfırdır; bu durum dipol momentlerin rasgele yönelmiş olmalarına karşılık gelir. Eşitlik (2.15) mıknatıslanmanın artan alanla ve azalan sıcaklıkla arttığını göstermektedir [14].

1905'te Langevin problemi ele alıp kendi diyamanyetizma teorisini sunana kadar Curie'nin paramanyetik malzemeler üzerindeki ölçümleri 10 yıl boyunca teorik açıklama olmadan ilerlemiştir. Nitel olarak, Langevin'in paramanyetizma teorisi basittir. Langevin, elektronların spin ve yörünge momentlerinin tümü etkisizleştirilmeyecek (sıfırlanmayacak) şekilde her biri aynı net manyetik momente (μ) sahip atom ya da moleküllerden oluşan bir paramanyetik malzeme varsaymıştır. Dışarıdan uygulanan bir alan olmadığında, bu atomik momentler rasgele yönelir ve birbirlerini etkisiz hale getirirler. Böylece numunenin manyetizasyonu sıfır olur. Dışarıdan bir alan uygulandığında; her bir atomik moment, uygulanan alan

doğrultusunda yönelme eğilimi gösterir. Hiçbir zıt kuvvet uygulanmaz ise atomik momentler tamamen hizalanacak ve numune bir bütün olarak manyetik alan doğrultusunda çok büyük bir manyetik moment elde edecektir. Fakat atomların ısıl titreşimleri, manyetik momentlerin alan doğrultusunda yönelmesine karşı koyar ve rasgele yönelmesine neden olur. Böylece manyetik alan doğrultusunda sadece kısmi bir hizalanma meydana gelir ve bu sebeple küçük bir pozitif alınganlık görülür. Sıcaklıktaki artışın etkisi ile ısıl titreşimlerin rasgeleleşme (gelişigüzel yönelme) etkisi artar ve bu yüzden alınganlık azalır [4].

Bazı katı malzemeler için, elektron spin ve/veya yörünge manyetik momentlerin tamamen etkisizleştirilmemesi nedeniyle her bir atom sürekli (daimi) bir dipol momente sahiptir. Dış bir manyetik alanın yokluğunda, bu atomik manyetik momentlerin yönelimi rasgeledir. Öyle ki, net makroskobik manyetizasyona sahip değildir. Bu atomik dipoller dönmekten bağımsızdır. Şekil 2.6'da gösterildiği gibi dış bir manyetik alanla dönme (rotasyon) yoluyla tercihli olarak hizalandığında paramanyetizma meydana gelir. Bu manyetik dipoller, en yakın komşu dipoller arasında ortak etkileşim olmadan ayrı ayrı hareket ederler [11].

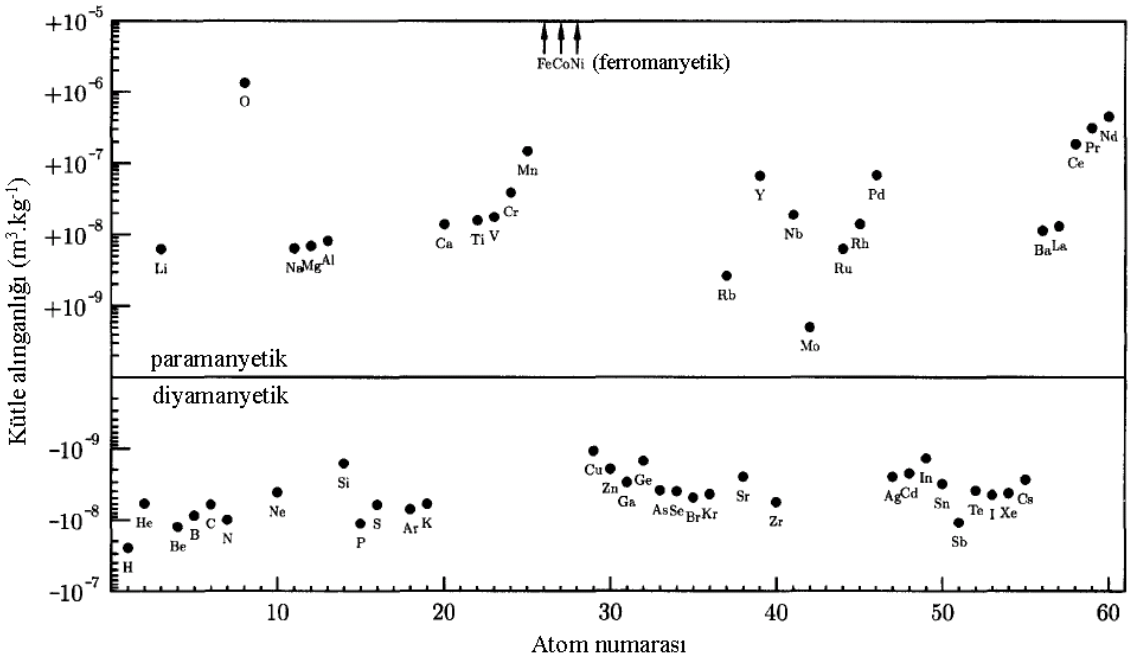


Şekil 2.6. Paramanyetik bir malzeme için dış bir manyetik alan varlığında ve yokluğunda atomik dipol konfigürasyonu [11].

Uygulanan bir manyetik alan olmadan, bu manyetik momentler rasgele dizilirler. Çünkü manyetik alan yokken komşu atomlardaki manyetik momentler birbirleriyle çok zayıf

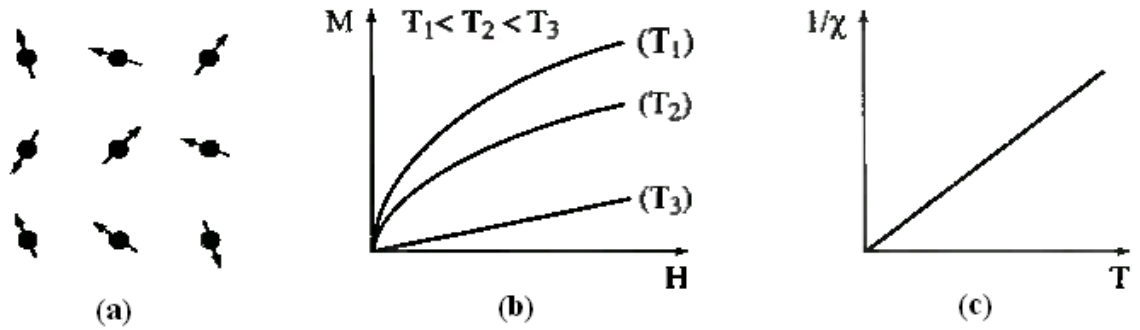
bir şekilde etkileşirler ve birbirleriyle olan bu etkileşmeyi bağımsız olarak varsayabiliriz. Bir manyetik alan uygulandığında ise manyetik momentlerin hizalandığı görülür. Manyetik alanın artmasıyla manyetik momentler düzenli dizilme eğilimi gösterirken sıcaklığın artmasıyla rasgele dizilme eğilimi gösterirler. Bu nedenle paramanyetik bir malzemenin manyetizasyonunun *B/T* oranına bağlı kalmasını bekleriz [12].

Uygulanan bir manyetik alan ile manyetik momentleri paralel hizalayan bir manyetizasyon indüklemek için paramanyetizma pozitif bir alınganlığa karşılık gelir ve periyodik tablodaki ilk 60 element için manyetik alınganlıklar Şekil 2.7'de gösterilmiştir [12].



Şekil 2.7. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak, periyodik tablodaki ilk 60 elementin oda sıcaklığındaki kütlesel alınganlıkları [12].

Birçok durumda paramanyetik maddelerin manyetizması, atom ya da iyon bileşenlerinin birkaçı ya da hepsinin sürekli manyetik momentlerinden kaynaklanır. Eğer bu momentler birbirleriyle ihmal edilebilir etkileşime sahipse ve herhangi bir yönde kendilerini serbestçe yönlendirebilirlerse bu, serbest atomların paramanyetizması olarak adlandırılır (Şekil 2.8.a) [6].

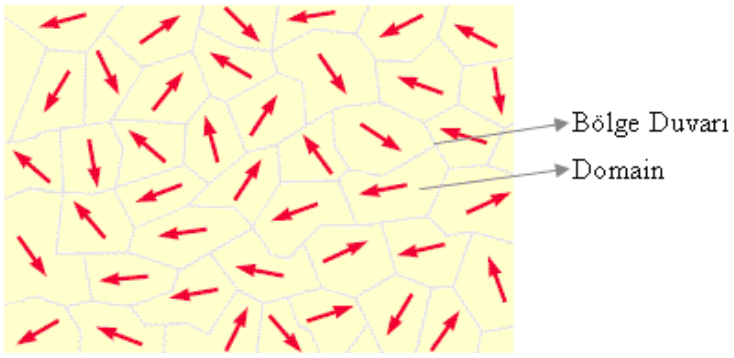


Şekil 2.8. Serbest atomda paramanyetizma [6].

Bir manyetik alan uygulanmak üzere, momentlerin ortalama yönü değiştirilir ve alana paralel manyetizasyon indükler. Bu manyetizasyon daha yüksek sıcaklıkta yani daha büyük termal dalgalanmada daha düşüktür (Şekil 2.8.b). Sıcaklık arttığında alanın bir fonksiyonu olarak manyetizasyon değişimleri gittikçe daha fazla lineer hale gelir. Düşük alan alınganlığı pozitiftir, 0 Kelvin'de sonsuz olur ve sıcaklık artarken azalır. Bu alınganlık oda sıcaklığında genelde 10^{-3}-10^{-5} mertebesindedir. İdeal durumda, alınganlığın tersi sıcaklıkla lineer olarak değişir ki bu, Curie kanunudur (Şekil 2.8.c) [6].

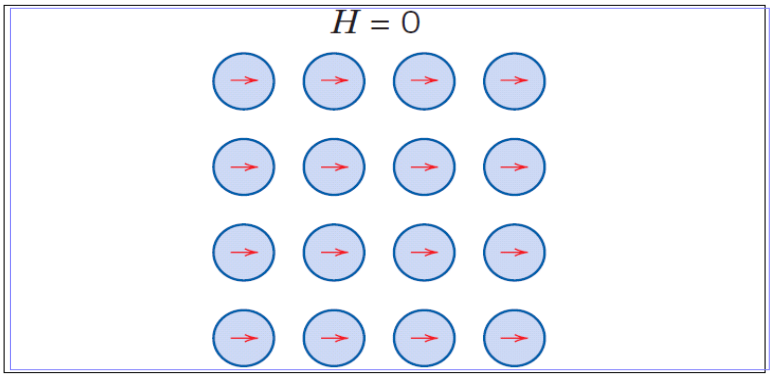
2.2.3. Ferromanyetizma

Tüm ferromanyetik maddeler "*domain*" denilen mikroskobik bölgelerden oluşurlar. Herhangi bir bölgedeki momentlerin hepsi aynı yönde yönelmişlerdir. Bu bölgelerin hacimleri yaklaşık 10^{-12}-10^{-8} m^3 olup 10^{17}-10^{21} civarında atom içermektedir. Farklı yönelimlere sahip olan bölgelerin arasındaki sınırlara *bölge duvarları* denir [14].



Şekil 2.9. Domainler ve bölge duvarları [14].

Mıknatıslanmamış bir numunede, Şekil 2.9'da gösterildiği gibi bölgeler net manyetik moment sıfır olacak biçimde rasgele yönelirler. Numune bir dış manyetik alan içine konulduğu zaman atomik manyetik dipoller hafifçe dönerek alan yönünde yönelmeye çalışırlar. Bu yönelme olayı sonucu mıknatıslanmış bir numune ortaya çıkar ve dış alan ortadan kaldırıldığı zaman bile (Şekil 2.10 [11]) numune kalkan alanın yönünde net bir mıknatıslanmayı korur. Yani, dış alan ortadan kaldırıldıktan sonra madde mıknatıslanmış olarak kalır [14].

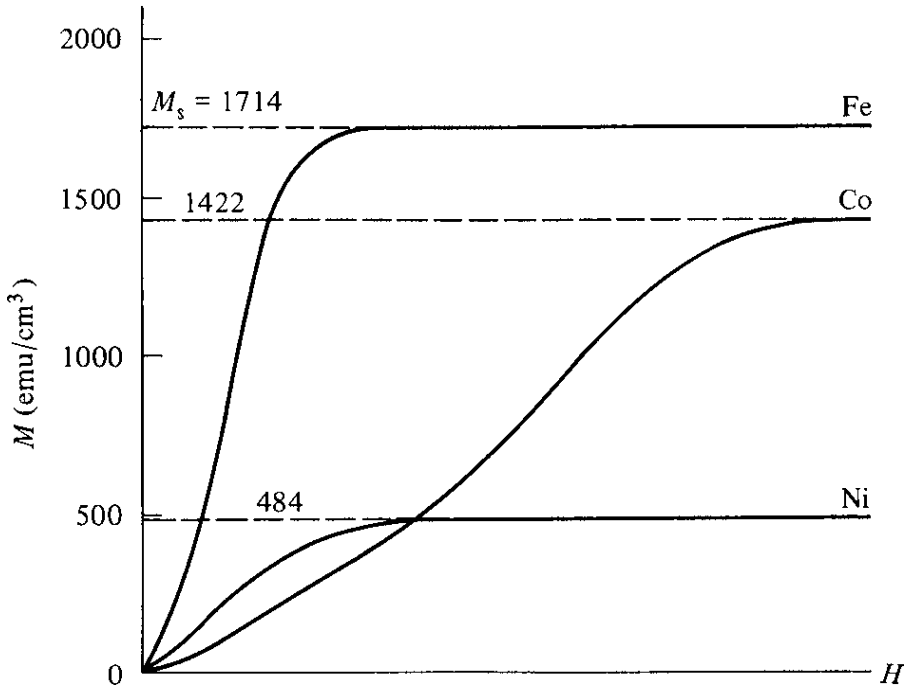


Şekil 2.10. Ferromanyetik bir malzeme için dış bir manyetik alanın yokluğunda bile atomik dipol düzeninin şematik gösterimi [11].

Bir ferromanyet, manyetik alan yokluğunda bile kalıcı manyetik momente sahip malzemedir. Kalıcı manyetik momentin varlığı elektron spinleri ve manyetik momentlerin bir düzene sahip olduklarını ifade etmektedir [19]. Ferromanyetizmada, atomlar sürekli manyetik momente sahiptir. Demir (Fe), kobalt (Co), nikel (Ni), gadolinyum (Gd) ve disprosyum (Dy) ferromanyetik maddelere örnek olarak verilebilir. Bu tür maddeler, zayıf bir dış manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik dipol momentler içerir. Momentler bir kere paralel hale getirildikten sonra, dış alan ortadan kaldırılsa bile, madde mıknatıslanmış olarak kalır [14].

Demir, kobalt ve nikelin mıknatıslanma eğrileri Şekil 2.11'de gösterilmiştir. Bu eğriler kısmen şematiktir: M_S doyum mıknatıslanmasının deneysel değerleri her bir metal için verilmiştir; fakat apsiste (yatay eksen) hiçbir alan değeri gösterilmemiştir. Bunun amacı, eğrinin $M=0$'dan $M=M_S$'ye kadarki kısmının şekli ve doyumun elde edildiği alanın

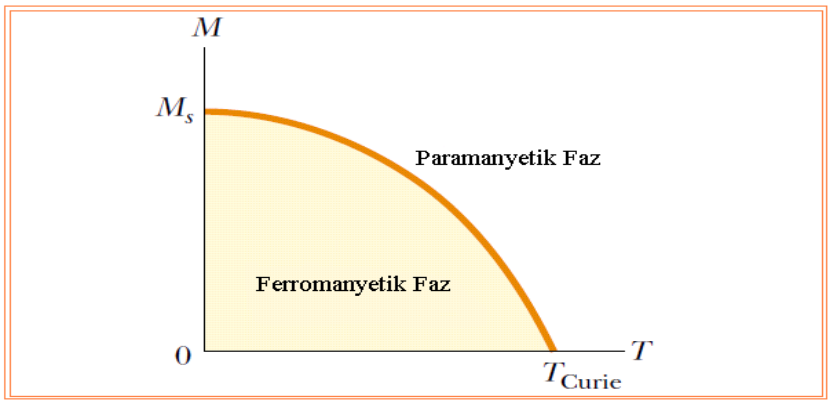
şiddetinin yapıya duyarlı özelliklerken, M_S'nin büyüklüğünün öyle olmadığını vurgulamaktır [4].



Şekil 2.11. Oda sıcaklığında demir, kobalt ve nikelin mıknatıslanma eğrileri (H-şematik eksen) [4].

Doyum mıknatıslanması için SI değerleri A/m biriminde, emu/cm^3 birimindeki cgs değerlerinin 10^3 katıdır [4].

Sıcaklık aşırı yüksek hale gelmedikçe dipollerin birbirine paralel dizilişi bozulmaz. [16]. Ferromanyetik bir madde, *Curie sıcaklığı (T_C)* denilen kritik sıcaklığa ulaştığı ya da geçtiği zaman kalıcı mıknatıslanmasını kaybeder ve paramanyetik duruma geçer (Şekil 2.12). Curie sıcaklığının altında, manyetik momentler paralel olarak dizildikleri için madde ferromanyetiktir [14]. Örneğin, Curie sıcaklığının altında demir ferromanyetik, üstünde ise paramanyetiktir. Yani Curie noktası, ferromanyetikten paramanyetiğe yavaş bir geçişin olmaması yönü ile daha çok kaynama veya donma noktasına benzer. Su ile buz arasındaki geçiş nasılsa bu da öyle gerçekleşir. Keskin şekilde tanımlanmış olan bu sıcaklıklarda oluşan, bir maddenin özelliklerindeki bu ani değişmeler istatistik mekanikte *faz geçişleri* olarak bilinir [16].



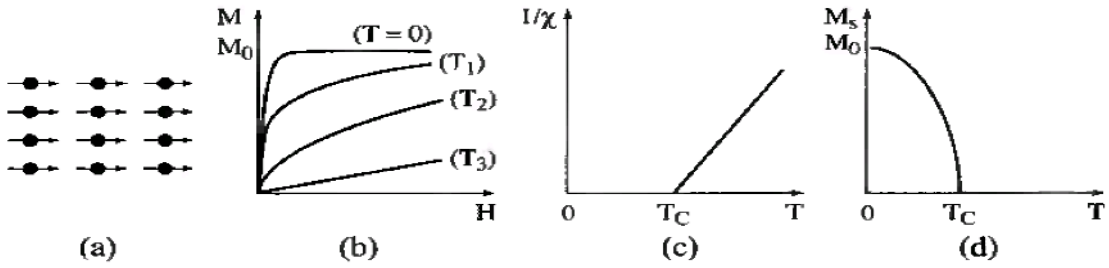
Şekil 2.12. Ferromanyetik bir maddenin mıknatıslanmasının mutlak sıcaklıkla değişimi [14].

Curie sıcaklığının üstünde ısısal enerji, momentlerin gelişigüzel yönelmelerine neden olacak kadar yüksektir; bu yüzden madde paramanyetik olur. Bazı maddelerin Curie sıcaklıkları Tablo 2.2'de verilmiştir [14].

Tablo 2.1. Manyetik alınganlıklar (Başka türlü belirtilmedikçe değerler *1 atm, 20 ℃* içindir) [16].

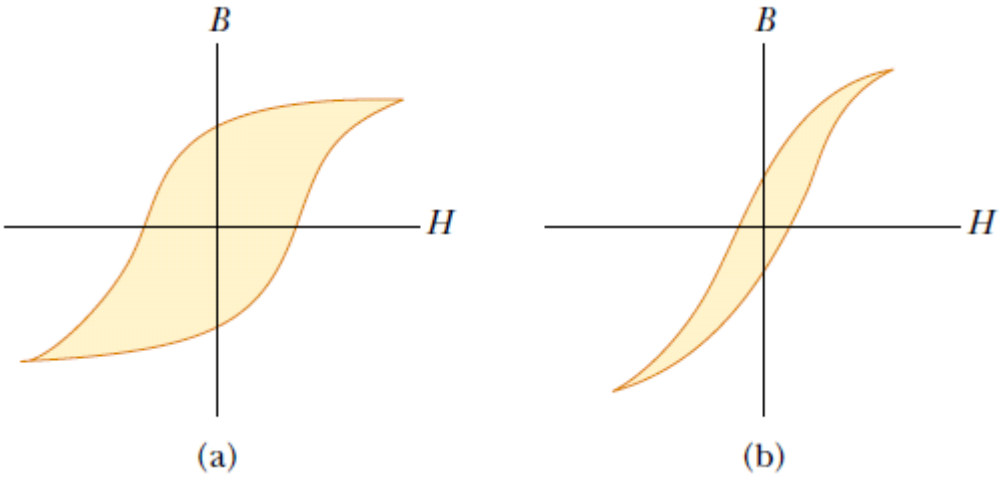
Madde	Demir	Kobalt	Nikel	Gadolinyum	Fe_2O_3
T_C (K)	1 043	1 394	631	317	893

Ferromanyetik maddelerde komşu atomlardaki manyetik momentlerin paralel düzeni Şekil 2.13.a'da, manyetizasyonun alan bağımlılığı Şekil 2.13.b'de, manyetik alınganlığın tersinin sıcaklığa bağımlılığı Şekil 2.13.d'de verilmiştir. Şekil 2.13.c ise Curie-Weiss kanununu göstermektedir [6].



Şekil 2.13. Ferromanyetizma: (a) Spin kafesi (örgüsü), (b) Manyetizasyonun alan bağımlılığı ($T_1 < T_C \leq T_2 < T_3$) (c) $1/\chi$'nin sıcaklığa bağımlılığı, (d) Kendiliğinden manyetizasyonun sıcaklığa bağımlılığı [6].

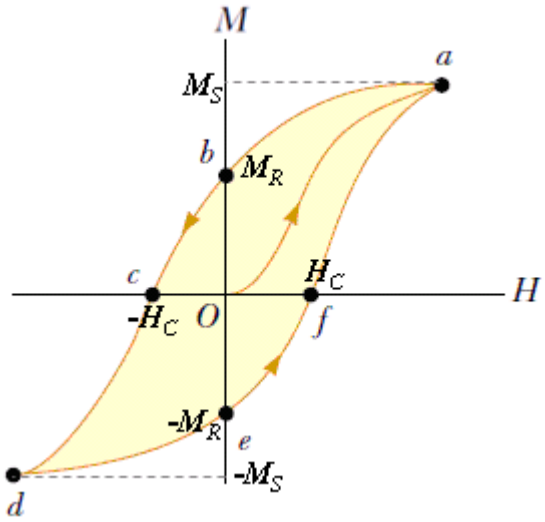
Ferromanyetik bir maddenin mıknatıslanması, uygulanan alanın şiddetine olduğu kadar maddenin geçmişteki durumuna da bağlıdır. Buna *hysteresis* yani *geride kalış* denir. Şekil 2.14'deki eğrilere *B* ile *H* değişimini gösterdiği için *mıknatıslanma eğrisi* denilmekle birlikte bu kapalı ilmeklere *hysteresis ilmeği* de denilmektedir. Hysteresis ilmeğinin şekil ve büyüklüğü ise ferromanyetik maddenin özelliklerine ve uygulanan maksimum alanın şiddetine bağlıdır. "Sert" ferromanyetik maddelerin hysteresis ilmekleri Şekil 2.14.a'daki gibi geniştir. Bu tür maddelerin büyük bir kalıcı mıknatıslanmaları vardır. Bu mıknatıslanma bir dış alanla kolaylıkla ortadan kaldırılamaz. Demir gibi "yumuşak" ferromanyetik maddelerin Şekil 2.14.b'deki gibi dar bir hysteresis ilmeği ve buna karşılık gelen küçük bir kalıcı mıknatıslanması vardır. Böyle maddeler kolaylıkla mıknatıslanır ve mıknatıslıkları kolaylıkla kaldırılabilir [14].



Şekil 2.14. Hysteresis ilmekleri. (a) Sert bir ferromanyetik maddenin hysteresis ilmeği. (b) Yumuşak bir ferromanyetik maddenin hysteresis ilmeği [14].

Eşitlik (2.7)'ye göre *B-H* mıknatıslanma eğrisini *M-H* biçiminde de çizebiliriz. Şekil 2.15'teki hysteresis eğrisine bakıldığında başlangıçta yani O noktasında dış manyetik alan yokken mıknatıslanma da yoktur: *H=0* iken *M=0*'dır. Alan pozitif yönde arttırıldığında mıknatıslanma da artmaktadır. Ulaşılabilir en büyük mıknatıslanma değerine *doyum mıknatıslanması (saturation magnetization)* denir ve M_S ile gösterilir [20]. Dış alan arttırıldıkça manyetik momentler alanla daha çok paralel hale gelirler ve sonunda *a* noktasında hemen hemen hepsi paralel duruma geçer. Yani doyum hali, tüm bölgelerin aynı yöne yöneldikleri durumdur [14]. Bundan sonra uygulanan alan, sıfır

olana kadar azaltılır; yani alan bu kez ters (negatif) yönde uygulanır. Alan sıfır olduğunda dahi bir mıknatıslanma söz konusudur. Bu noktadaki (*b* noktası) mıknatıslanmaya *artık/kalıntı mıknatıslanma (remanence)* ya da *kalıcı mıknatıslık (magnetic remanence)* denir ve M_R ile gösterilir. Alanın azaltılmasına yani ters yönde arttırılmasına devam edilirse mıknatıslanmanın sıfır olduğu noktadaki alana *koerzivite (gidergenlik) alanı* denir ve H_C ile gösterilir [20]. *c* noktasında $M=0$ iken $H=-H_C$ 'dir ve buradaki "–" negatif yönü göstermektedir. Alanın negatif yönde arttırılmasına devam edilirse ferromanyetik madde *d* noktasında negatif yöndebir doyuma yaklaşır. Yani bu kez ters yönde mıknatıslanma ($-M_S$) söz konusudur. Ferromanyetik madde doyuma ulaştıktan sonra alanın aynı yönde arttırılmasının malzeme üzerinde bir etkisi olmayacağı için bu kez negatifin tersi pozitif yönde yani yine pozitif doğrultuda alan artırılmaya başlanır. Alanın maksimum değeri yani H_C'de mıknatıslanma sıfır olur ve alan arttırılmaya devam edilirse mıknatıslanma yine *a* noktasında doyuma ulaşır. Anlatılan bu olaya *manyetik hysteresis* denir. Bu döngü *abcdef* ilmeğince tekrarlanır ama artık O noktasına geri dönmez [14].



Şekil 2.15. Ferromanyetik bir maddenin mıknatıslanma ya da hysteresis eğrisi [14].

2.2.4. Antiferromanyetizma

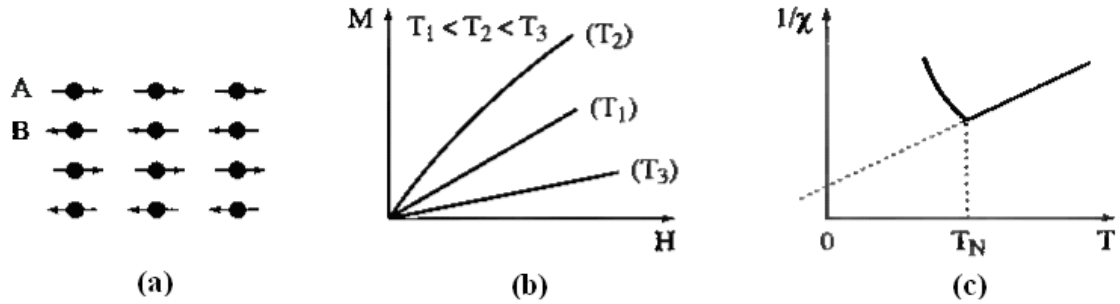
Makroskobik olarak paramanyetizmaya benzeyen antiferromanyetizma, zayıf ve pozitif bir alınganlıkla manyetizmanın zayıf bir türüdür. Fakat çok kristalli (polikristal) bir

numunede ölçülen alınganlığın tersinin sıcaklıkla değişimi, *Néel sıcaklığı* diye adlandırılan T_N değerinde bir minimum gösterir (Şekil 2.16.c) ve alınganlıktaki bu maksimum, T_N'nin altında manyetik momentlerin antiparalel dizilişinden kaynaklanır. Antiferromanyetizmayı en basit şekilde, manyetizasyonları eşit ve zıt yönde ($\vec{M}_A = -\vec{M}_B$ [2]) olan iki alt kafes (A ve B) olarak düşünebiliriz ve dolayısıyla manyetik alanın yokluğunda oluşan net manyetizasyon sıfırdır (Şekil 2.16.a) [6]. Net manyetizasyon $\vec{M}$ olmak üzere, $T < T_N$ için:

$$\vec{M} = \vec{M}_A + \vec{M}_B = 0 \tag{2.16}$$

şeklindedir [2].

Atomik momentlerin bu antiparalel dizilişi, negatif değiş tokuş etkileşmeleri olarak adlandırılan komşu atomlar arasındaki etkileşmelerden kaynaklanır. Bu etkileşmeler, bütün momentleri paralel hizalama eğiliminde olan dış alanın etkisine karşı koymaya çalışır. Sıcaklık T_N'nin altına kadar düşürüldüğü zaman alınganlık, momentlerin antiferromanyetik düzenlenmesine karşı koymaya çalışan ısısal dalgalanmanın azalması ile azalır. Yüksek sıcaklıkta, ısısal dalgalanma etkileşme etkilerini zayıflatır ve yine paramanyetiktekine benzer şekilde alınganlığın ısısal değişimi gözlenebilir (Şekil 2.16.b ve 2.16.c) [6].



Şekil 2.16. Antiferromanyetizma: (a) Spin kafesi, (b) $M(H)$, (c) $\chi^{-1}(T)$ [6].

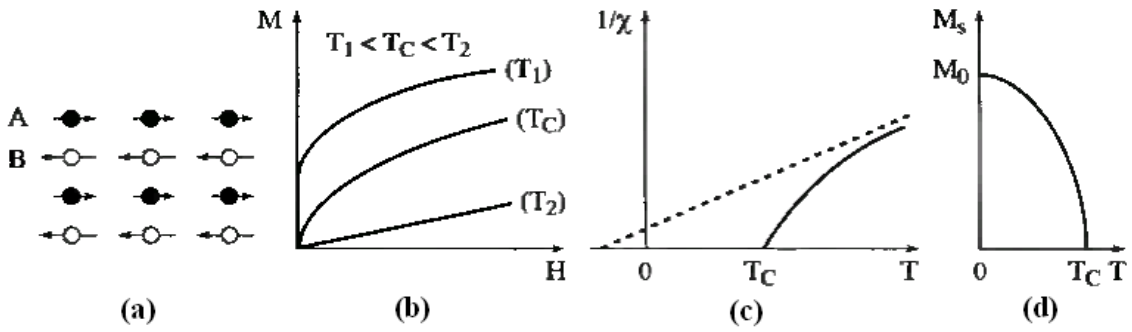
Antiferromayetizma, ferrimanyetizmanın özel bir durumudur. Ferrimanyetizmada kritik sıcaklık Curie sıcaklığı iken antiferromanyetizmada kritik sıcaklık Néel sıcaklığıdır [2].

2.2.5. Ferrimanyetizma

Ferimanyetizma, mikroskobik olarak antiferromanyetik benzeri bir malzeme karakterize eder; fakat iki alt kafesin manyetizasyonu aynı şekilde değildir (Şekil 2.17.a) [6]. A ve B ferromanyetik alt kafeslerin gösterdiği manyetizasyonlar farklıdır ($\vec{M}_A \neq \vec{M}_B$) [2]. İki alt kafes (A ve B) birbirini tamamen dengelemez. Dolayısıyla T_C düzen sıcaklığının altında kendiliğinden bir manyetizasyon ortaya çıkar [6]. Net manyetizasyon $\vec{M}$ olmak üzere, $T < T_C$ için:

$$\vec{M} = \vec{M}_A + \vec{M}_B \neq 0 \tag{2.17}$$

şeklindedir [2] ve Şekil 2.17.b ile 2.17.d'de görüldüğü gibi, bu sıcaklık aralığında bir ferrimanyetin makroskobik özellikleri bir ferromanyetinkine yakındır. Fakat, $1/\chi(T)$'nin yüksek sıcaklıklara kadar değişimini gösteren eğrinin asimptotu, ferromanyetik maddelerdeki durumun aksine, genel olarak negatif değerler bölgesindeki sıcaklık eksenine kadar uzanır (Şekil 2.17.c) [6].



Şekil 2.17. Ferrimanyetizma: (a) Spin kafesi, (b) Manyetizasyon eğrileri, (c) $1/\chi$'nin sıcaklıkla değişimi, (d) Kendiliğinden manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi [6].

3. BÖLÜM

MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Numune Elde Edilmesi

Yüksek saflıktaki Co (4N), Mn (4N), V (3N) ve Sb (5N) elementlerinin gerekli miktarları 0,1 mg hassasiyetli tartıda tartıldıktan sonra, ark fırını kullanılarak argon atmosferi altında ve su soğutmalı bakır pota içinde eritilmesiyle $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ ($0 \leq x \leq 1$) Heusler alaşımları oluşturulmuştur. Numunelerin homojen olması için eritme işlemi birkaç defa tekrarlanmıştır. Eritme esnasında hem bakır potada oluşan ısıyı almak hem de bakırın eriyerek üretilen malzemeye bulaşmasını engellemek için bakır potanın içinden su geçirilmiş ve eritme işlemi argon atmosferi altında gerçekleştirilerek numunelerin oksitlenmesi böylece engellenmiştir.

Çalışmamızda kullanılan numunelerin üretilmesinde Şekil 3.1'de gösterilen en yüksek 200 A akım verebilen güç kaynağına sahip ark fırını (Edmund Bühler Mini Arc Metler MAM-1 tipi) kullanılmıştır. Yüksek akım kaynağı tungsten uçlarda bir ark meydana getirmiş ve hareketli olan tungsten uç hareketsiz olan bakır pota üzerinde bulunan oyuğun içine doldurulmuş malzeme üzerine tutularak bu ark yardımıyla eritme işlemi gerçekleştirilmiştir. Su soğutmalı tungsten elektrota sahip fırın 3500˚C'ye kadar çıkabilmektedir.

3.2. X-ışını Toz Kırınımı

X-ışını kırınımı deneylerinde başlıca iki numune geometrisi kullanılır. Birincisinde, incelenecek malzemenin numunesi iyice incecik toz haline getirilir. İkincisinde ise düz

bir plaka üzerine X-ışınları gönderilir. Toz kırınımı, yapı tayini için ilk tercih olmamasına rağmen alışılagelmiş bir yöntem olarak katıların yapı analizinde, özellikle de karışımlarda, hep X-ışını toz kırınımı yöntemi kullanılmaktadır [21].

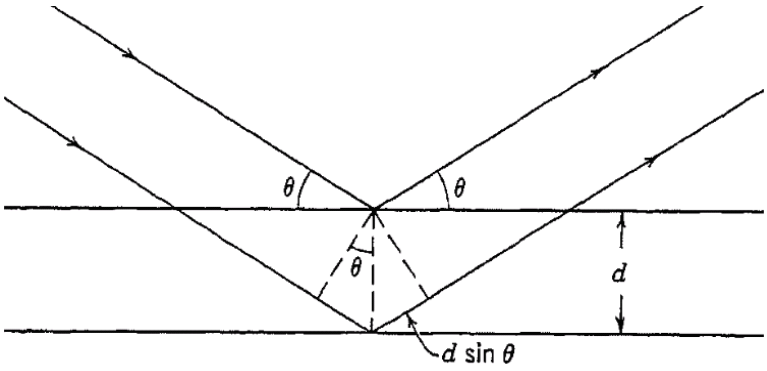


Şekil 3.1. Numunelerin üretilmesinde kullanılan ark fırını [15].

Atomların veya atom gruplarının bir hacim içerisinde belirli bir düzene sahip olarak dizilmesi sonucunda *kristal yapı* ortaya çıkmıştır. Kristal yapının nasıl görüleceği konusunda sağlanan gelişmelerin ilk adımları yirminci yüzyıl başlarında atılmaya başlanmış ve kristalin X-ışınlarını kırınıma uğrattığının bulunması ile kristal yapı içerisindeki atomların incelenebilmesinin yolu ortaya çıkmıştır. Yani, X-ışınlarının kristal içerisindeki kırınımı ile kristalin iç dünyasını öğrenmemiz mümkündür. Bugün, X-ışınlarına ek olarak, dalga boyları kristal yapıdaki atomları arası uzaklıkla kıyaslanabilir büyüklükte olan pek çok ışını daha aynı amaçla kullanabilmekteyiz. Böylece, yalnız kristal yapıyı oluşturan birim hücrenin özelliklerini değil, atomların kristal içerisindeki yerleşim düzenini, kristal yapı bozukluklarını, kristalde ortaya çıkan zorlanmaları, kristal içerisinde bulunabilecek safsızlık atomlarını vb. pek çok ayrıntıyı inceleyebilmekteyiz [22].

X-ışınlarının kristalin atomları ile etkileşmesinde, ışın atom üzerinden geçerken, ışının elektrik alanı atomun elektronlarını etkiler ve onların bir tür titreşim hareketi yapmasına sebep olur. Bilindiği gibi, herhangi bir yük titreşime başlarsa aynı bir radyo anteni gibi elektromanyetik ışınım yaymaya başlar. Böylece ortaya çıkan ışınım; gelen, yani kendisinin kaynağını oluşturan ışınımla aynı frekansa sahiptir ve uyumlu (koherent) özellik gösterir. Dolayısıyla bu ışınım, uyumlu olmayan özelliğe sahip olacak şekilde Compton saçılımı ile ortaya çıkan ışınımdan farklıdır. Daha sonra bütün elektronlardan çıkan ışınımlar bir araya gelir ve bir noktadan çıkıyormuş gibi kabul edilebilecek bir ışınım oluştururlar. Bu olay pek çok atom için düşünülürse, her bir atomdan çıkan ışınımlar üst üste binerek kırınım olayını gerçekleştirirler [22].

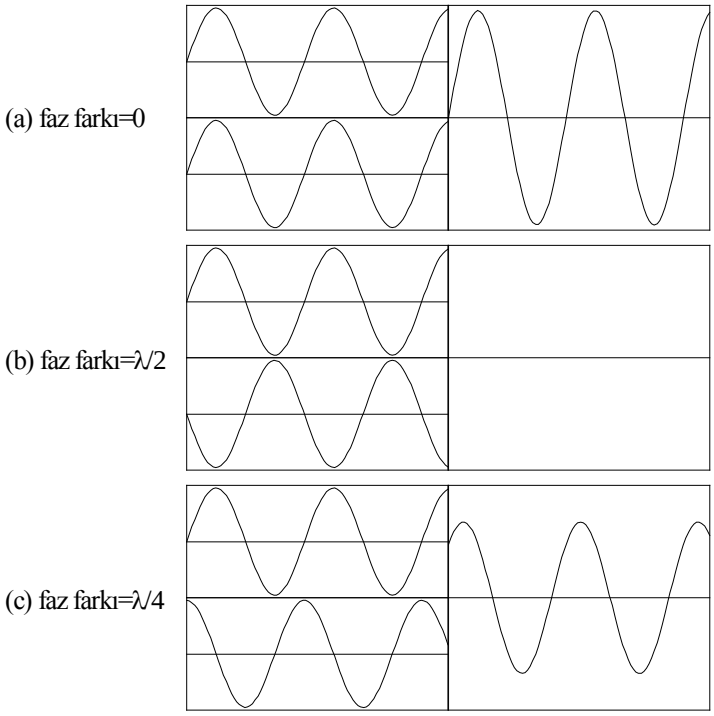
Bir kristalden kırınım olayının basit bir açıklaması W. L. Bragg tarafından yapılmıştır. Bragg teorisi basit olmasına rağmen deneysel sonuçları doğru olarak öngörebilmektedir [19]. Bragg kanunu, kristallerde kırınım olayını fiziksel bir modele oturtmamızı sağlayan önemli bir araçtır. Bu kanunu açıklayabilmek için, Şekil 3.2'de görüldüğü gibi bir kristal yapıda yer alan birbirine paralel atomik düzlemleri düşünelim [22]. Düzgün yansıma olduğunu varsayalım. Bu durumda geliş açısı yansıma açısına eşittir. Ayrıca gelen ve yansıyan dalgaların aynı dalga boyunda olmaları için ışımanın elastik olarak saçıldığını varsayalım [23].



Şekil 3.2. Bragg denklemi $2d\sin\theta=n\lambda$ nın bulunması [19].

Yansıma düzlemleri kristalin yüzeyini oluşturan düzlemlerden tamamen farklı olabilirler. Her düzlem tabaka, gümüş kaplı bir ayna gibi, gelen ışının bir kısmını yansıtacaktır. Kırınım olayı, bu farklı tabakalardan yansıyan dalgaların girişimleri

sonucu oluşur. Paralel örgü düzlemlerinin d aralıklarla sıralandığını varsayarsak, θ düzlemle olan açı olmak üzere komşu iki düzlemden yansıyan ışınlar arasındaki yol farkı $2d\sin\theta$ olacaktır [19].



Şekil 3.3. Aralarında a) 0, b) $\lambda/2$, c) $\lambda/4$ faz farkı olan aynı dalga boyuna ve genliğine sahip iki dalganın üst üste gelmesi [18].

Şekil 3.3'te görüldüğü gibi, bu yol farkının dalga boyunun tam katları olması halinde yapıcı girişim, diğer durumlarda ise yıkıcı girişim oluşur [18]. Öyle ise her iki düzlemden gelen ışınların birbirlerini kuvvetlendirme şartları;

$$n\lambda = 2d\sin\theta \tag{3.1}$$

olacaktır. Bu bağıntıya *Bragg Kanunu* denir ve n burada bir tamsayı, λ ise ışının dalga boyudur. λ'nın tam katları olan n sayılarına *yansıma derecesi* de denir. Bragg yansıması yalnızca $\lambda \leq 2d$ olması halinde geçerlidir. Bu sonuç, X-ışınları ($\lambda = 1$ Angstrom=10^{-10} m) gibi kısa dalga boylu elektromanyetik ışınımların yerine neden görülebilir ışık kullanılmadığının da fiziksel bir açıklamasını göstermektedir [22].

Bragg kanunu kristal örgüde ortaya çıkan periyodikliğin sonucudur. Kanun, örgü noktalarını dikkate alır. Örgü noktalarına karşılık gelen atomik düzen burada önemli değildir, bu düzen yalnızca ortaya çıkacak yansımanın şiddeti üzerinde göreli (relatif) bir etkiye sahiptir [22].

3.2.1. X-ışını Toz Kırınım Analizi

Bir örneğe ait X-ışını toz kırınım deseni, saçılma açılarından ($2\theta_i$) ve bu açılarda ölçülen sayım değerlerinden (y_i^d) oluşur. Başlangıç noktası $2\theta_b$'den başlayan $2\theta_i$ değerleri,

$$2\theta_i=2\theta_b+(i\text{-}1)\text{ADIM} \tag{3.2}$$

şeklinde ADIM büyüklüğüne bağlı olarak adım adım artarken, her $2\theta_i$ konumuna karşı gelen sayım değerleri deneysel olarak ölçülür ve X-ışını toz kırınım deseni elde edilir. Adım büyüklüğü laboratuarlarda kullanılan X-ışını toz difraktometreleri için 0.005° ile 0.05° arasında olabilir. Herhangi bir $2\theta_i$ konumunda hesaplanan sayım

$$y_i^h = y_{bi} + s\sum_k I_k \Omega(x_{i,k}) \tag{3.3}$$

$$x_{i,k} = 2\theta_i - 2\theta_k \tag{3.4}$$

$$I_k = L_k A_k P_k \left|F_k\right|^2 \tag{3.5}$$

$$y_{bi} = \sum_{m=0}^{5} B_m \left(\frac{2\theta_i}{TSBK} - 1\right)^m \tag{3.6}$$

s : Skala faktörü

k : Miller indisleri

I_k : Şiddet

$\Omega(x)$: Pik fonksiyonu

A_k : Asimetri fonksiyonu

P_k : Tercihli yönelim fonksiyonu

y_{bi} : Taban sayımı

L_k : Lorentz ve kutuplanma düzeltmesi ile çokluk çarpanını içeren katsayı

şeklinde verilir.

Atomlara ait koordinatlar, ısısal titreşim tensörleri gibi kristal yapıya ait bilgiler olmadan, I_k şiddet değerleri hesaplanamaz. Eğer birim hücre parametreleri yaklaşık olarak biliniyorsa ve I_k şiddet değerleri de fit parametreleri olarak varsayılırsa, en küçük kareler yöntemi ile X-ışını toz kırınım analizi yapılabilir. En küçük kareler yönteminde, deneysel olarak elde edilen sayım değerleri (y_i^d) ve Eşitlik (3.3) kullanılarak

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N'} w_i (y_i^d - y_i^h)^2 \tag{3.7}$$

w_i : Ağırlık fonksiyonu ($w_i = 1/\sigma_i^2 = 1/y_i^d$)

y_i^d : $2\theta_i$ konumunda deneysel olarak ölçülen sayım

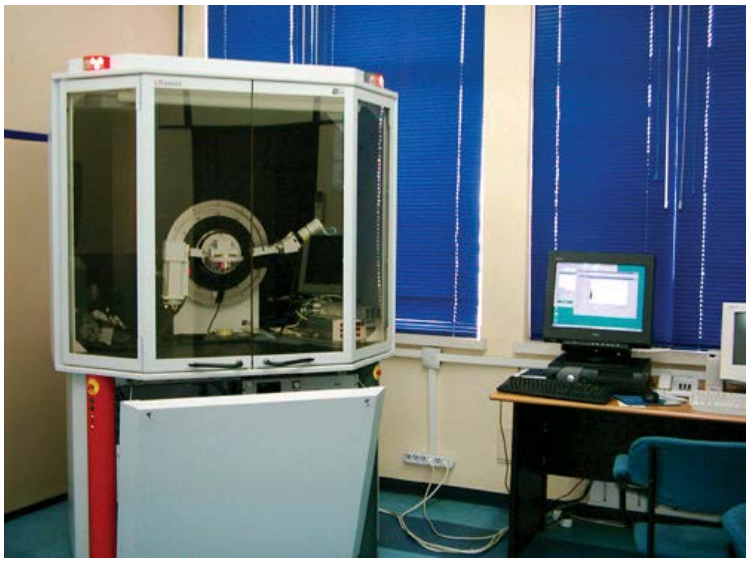
y_i^h : $2\theta_i$ konumunda hesaplanan sayım

N' : X-ışını toz kırınım desenindeki veri sayısı

ifadesini en küçük yapan katsayılar bulunur. Böylece X-ışını toz kırınımı desenindeki piklerin şiddetleri (I_k) ve konumları ($2\theta_k$) bulunmuş olur. Ayrıca bu analizler ile $2\theta_k$ konumlarındaki şiddetlerin Miller indisleri uzay grubuna ait yansıma koşullarından bulunarak birim hücre parametreleri de duyarlı bir şekilde arıtılmış olur [18].

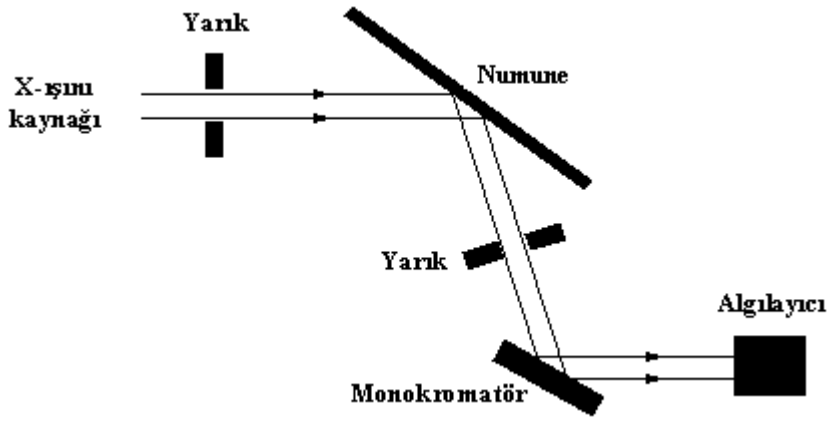
3.2.2. X-ışını Toz Kırınım Ölçümleri

Ark fırınında eritme işlemi sonucu külçe haline gelen numuneler agat havanda öğütülüp toz haline getirilerek, Şekil 3.4'te gösterilen Bruker D8 Advance X-ışını toz difraktometresinde, $10° \leq 2\theta \leq 80°$ olmak üzere incelenmiştir. Elde edilen verilerin X-ışını toz kırınım analizleri FullProf programı ile yapılmıştır.



Şekil. 3.4. X-ışınları Toz Difraktometresi (XRD) [24].

Difraktometrede (kırınımölçer) kullanılan geometri, Şekil 3.5'te görülmektedir.



Şekil. 3.5. Difraktometrede kullanılan geometri [18].

XRD (X Ray Diffraction- X-ışını kırınımı) sistemi; çoğunlukla ağır elementlerden oluşan maddelerin, katı anorganik ve kristalin araştırılmasına uygun bir aletsel yöntemdir. Bu yöntem, süper iletkenler, seramikler, metaller, alaşımlar, katı çözeltiler, heterojen katı karışımlar, korozif maddeler, çelik, kaplama malzemeleri, maden analizleri, toprak analizleri, safsızlık katkılanmış (dope edilmiş) yarı iletkenler, böbrek ve mesane taşları, bazı adli konularda, bazı boyar maddeler, pigmentler, çimentolar,

doğal veya yapay mineraller, herhangi bir malzemenin içerdiği bileşik veya elementlerin tayini, inorganik polimerler, faz diyagramlarının ve faz dönüşümlerinin araştırılması, bazı kristalin veya amorf kompleks bileşiklerinin incelenmesi gibi birçok konuda yaygın kullanım alanına sahiptir. Yaygın olmamakla birlikte bazı katı organik bileşiklerin, katı organik polimerlerin, plastiklerin, organik boyar maddelerin v.s. analizlerinde de kullanılmaktadır [24].

3.3. Mıknatıslanma Ölçümleri

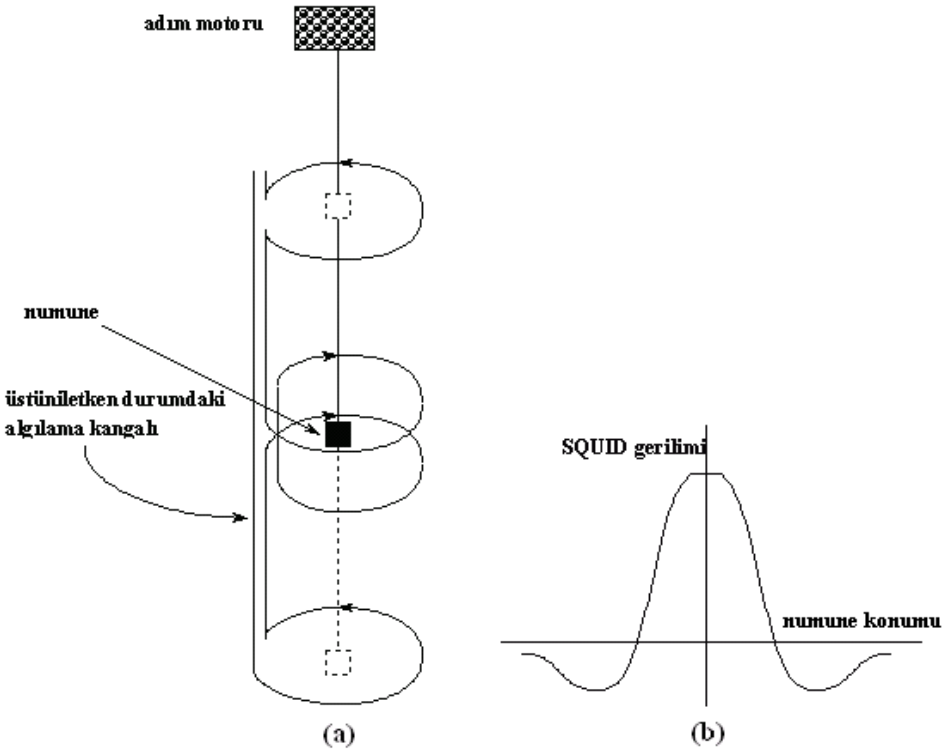
$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ bileşiklerinin mıknatıslanma ölçümleri 5 Tesla üstün iletken manyete sahip SQUID manyetometri sistemi kullanılarak 4 K ile 400 K aralığında yapılmıştır. Şekil 3.6'da SQUID manyetometresi gösterilmektedir. Kullanılan SQUID'in duyarlılığı ise 10^{-8} emu kadardır.



Şekil 3.6. SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) manyetometresi [25].

Mıknatıslanma ölçümü yapılacak olan numune, SQUID sisteminde sıvı helyum içine gömülmüş üstün iletken durumdaki algılama kangalı içinde sabit hızla hareket eder.

Örneğin konumuna göre indüklenen gerilim SQUID algılayıcı yardımı ile ölçülür. Konuma göre ölçülen bu gerilim değerlerinden Şekil 3.7.b'deki gibi bir eğri elde edilir. Algılama kangalının dış etkenlerden korunması için ortadaki sarımlarla uçtaki sarımlar zıt yönlü sarılmıştır (Şekil 3.7.a) [18].



Şekil 3.7. (a) Mıknatıslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID sistemi.
(b) SQUID gerilimi-numune konumu grafiği [18].

İstenilen bir manyetik alan ve sıcaklık değerinde, mıknatıslanması iyi bilinen bir numune için gerilim değerleri ölçülerek SQUID gerilimi-numune konumu grafiği çizilir. Eğrinin tepe noktasındaki gerilim değeri bulunur ve bu gerilim örneğin mıknatıslanmasına eşitlenerek kalibrasyon (ayarlama) katsayısı bulunur. Doğru ölçme yapabilmek için merkezleme işleminin hassas bir şekilde yapılması gerekir. Diğer numuneler için elde edilen tepe noktasındaki gerilim değerleri de bu kalibrasyon katsayısı ile çarpılarak mıknatıslanma bulunmuş olur.

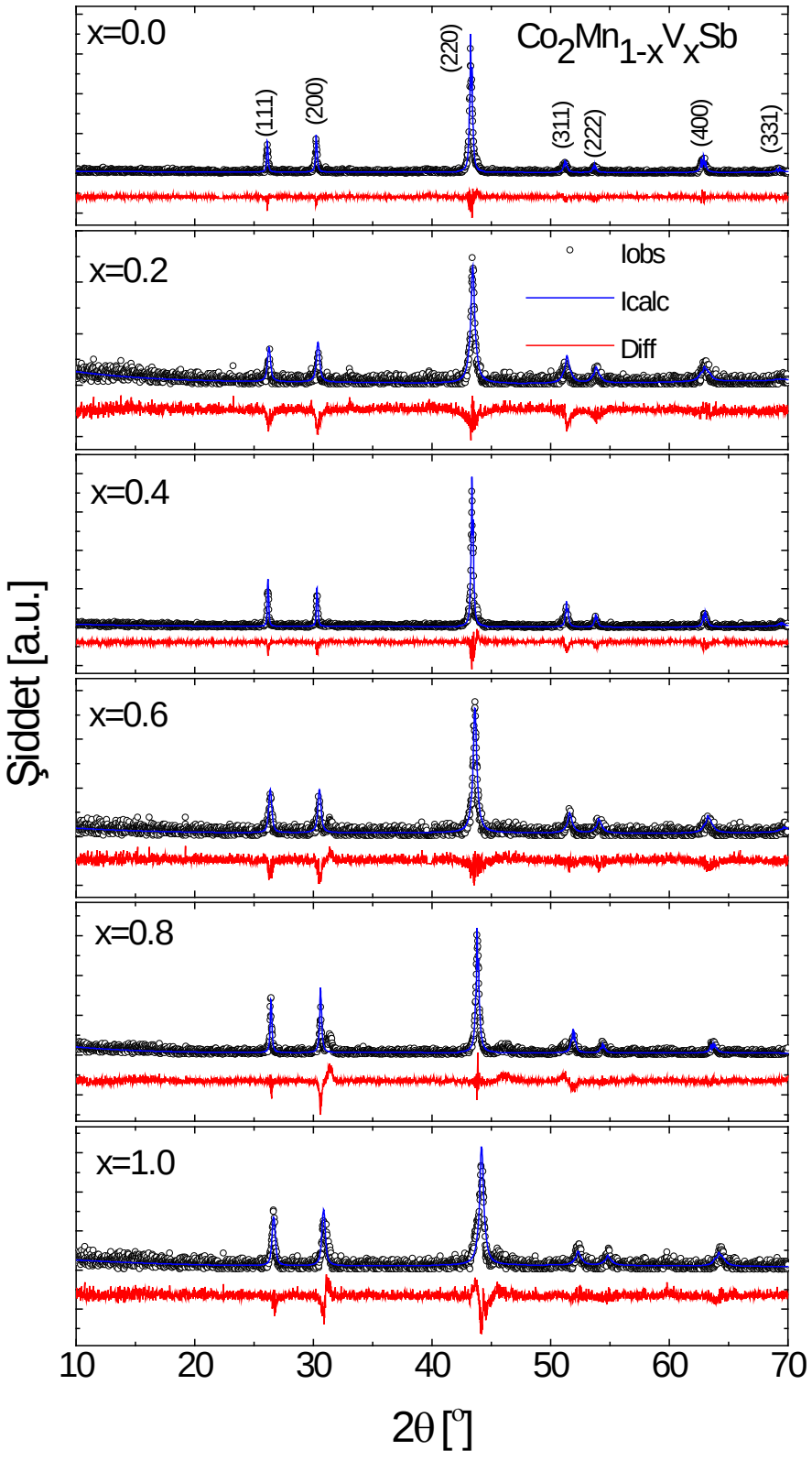
4. BÖLÜM

DENEYSEL BULGULAR VE SONUÇ

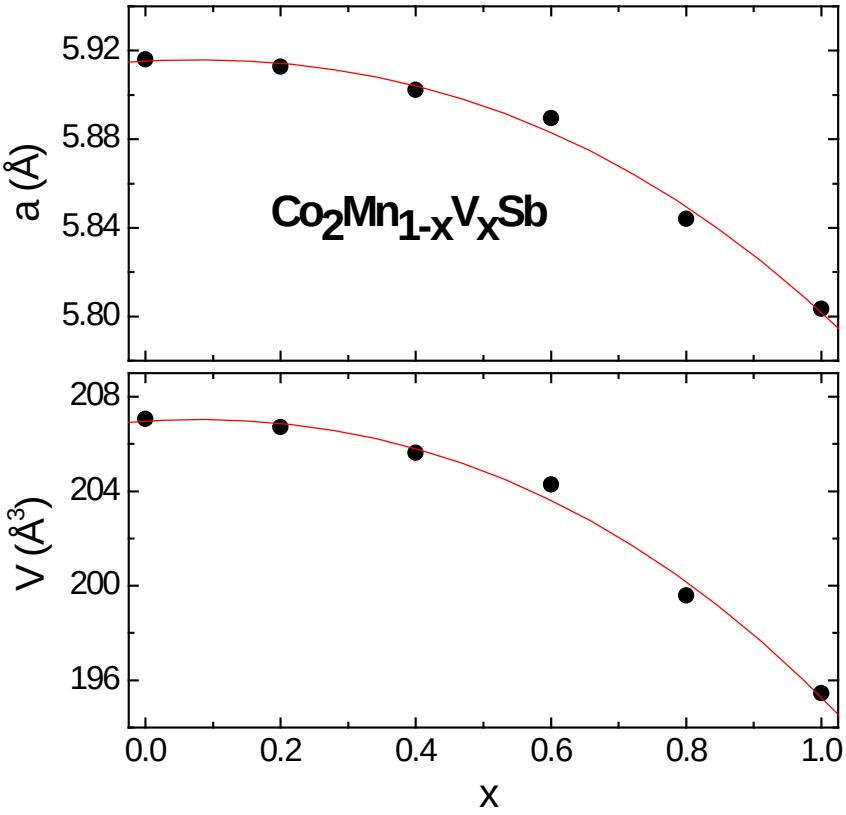
$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait x=0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 ve 1.0 için FULLPROF [26] programı ile yapılan X-ışını toz kırınım analizleri Şekil 4.1'de, görülmektedir. Gözlenen ve hesaplanan X-ışını toz kırınım verilerinden, numunelerin *Fm*-3*m* uzay grubuna ait kübik $AlCu_2Mn$-tipi kristal yapıya sahip oldukları görülmektedir. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşikleri için oda sıcaklığında elde edilen birim hücre parametresi *a* ve birim hücre hacmi *V*'nin *x*'e göre değişimi Şekil 4.2'de görülmektedir. Elde edilen değerler ayrıca Tablo 4.1.'de verilmiştir. Örgü parametresi *a* ve birim hücre hacmi *V*, Vanadyum (V) oranı *x*'in artmasıyla düzgün olmayan bir şekilde azalır. Bu azalma Vanadyum'un atomik yarıçapının Mangan'ın atomik yarıçapından küçük olmasına bağlanabilir. Co_2MnSb Heusler bileşiği için elde edilen örgü parametresi literatürde daha önce verilen değerler ile uyumludur [27, 28]. Fakat Co_2VSb Heusler bileşiği için bulunan örgü parametresi literatürde verilen değerlerden küçük çıkmıştır [29].

Tablo 4.1. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşikleri için örgü sabiti *a*, hacim *V*, Curie sıcaklığı T_C ve M_S doyum manyetizasyonu.

x	a (Å)	V (Å^3)	T_C (K)	M_S (μ_B/f.u.)
0.0	5.916(1)	207.1(1)	68	5.15
0.2	5.913(2)	206.7(2)		4.14
0.4	5.902(1)	205.6(1)		3.37
0.6	5.890(2)	204.3(2)		2.29
0.8	5.844(2)	199.6(2)		1.07
1.0	5.803(3)	195.5(3)		0.04

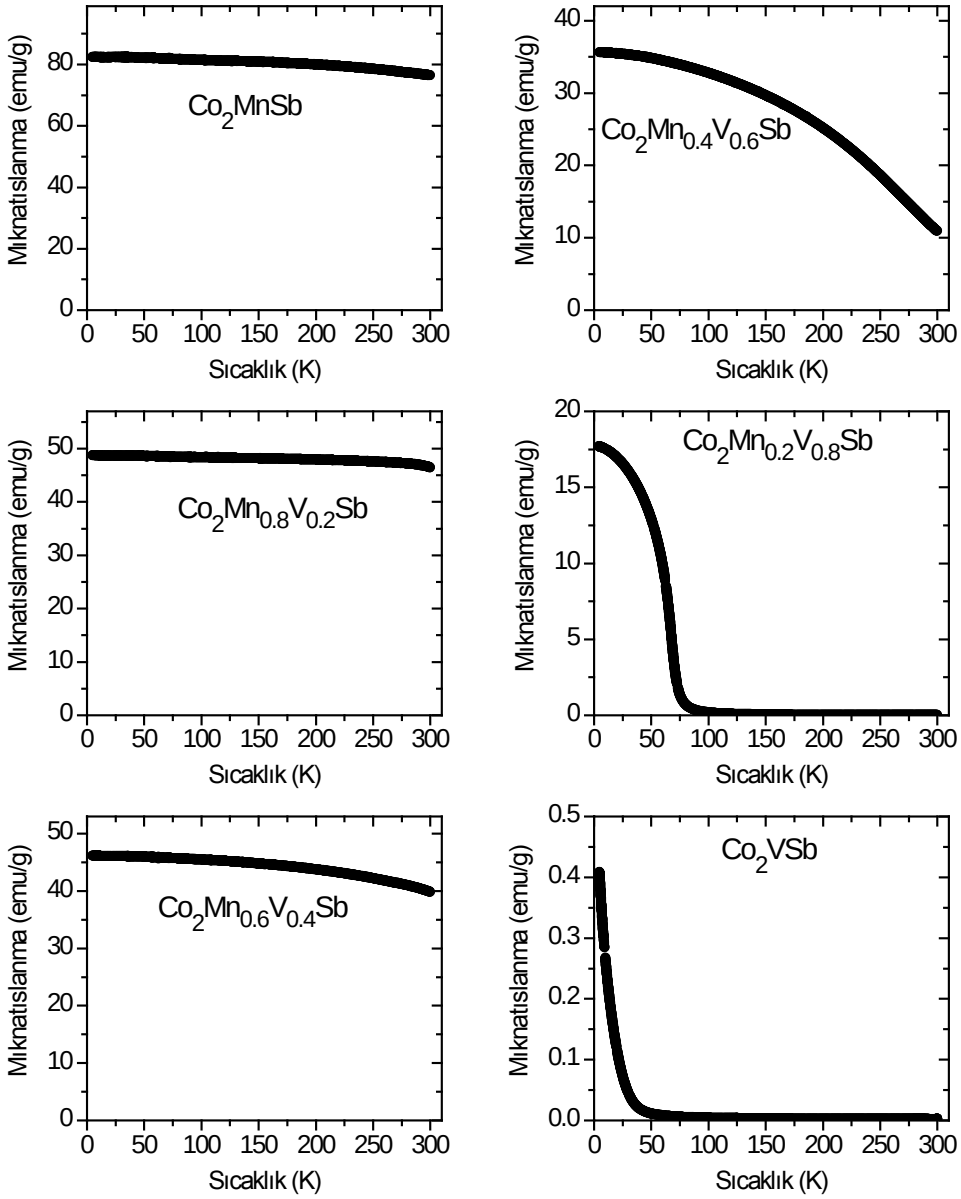


Şekil 4.1. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşikleri için X-ışını toz kırınım analizleri.



Şekil 4.2. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait birim kübik örgü sabiti *a* ve birim hücre hacminin oda sıcaklığında Vanadyum oranı *x*'e göre değişimi.

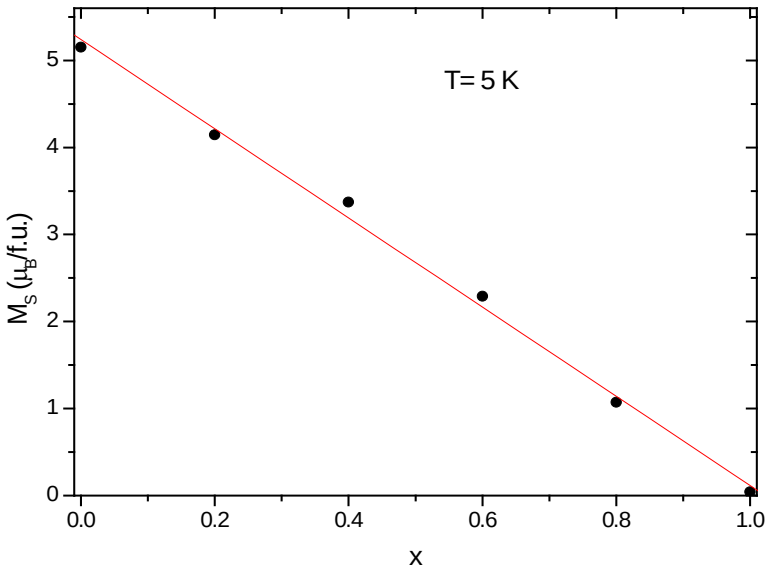
1 kOe manyetik alan altında 5-300 K aralığında $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait mıknatıslanmanın sıcaklığa göre değişimi (*M-T*) Şekil 4.3'te görülmektedir. Bu eğrilerden Co_2VSb (*x*=1) bileşiğinin paramanyetik, diğer bileşiklerin ise ferromanyetik oldukları görülmektedir. $Co_2Mn_{0.2}V_{0.8}Sb$ Heusler bileşiğine ait Curie sıcaklığı 68 K olarak belirlenmiştir. Diğer ferromanyetik Heusler bileşiklerinin Curie sıcaklıkları ise 300 K'nin üzerindedir. Bu numunelere ait Curie sıcaklıklarının belirlenebilmesi için 300 K'nin üzerindeki *M-T* ölçümlerine ihtiyaç duyulmaktadır.



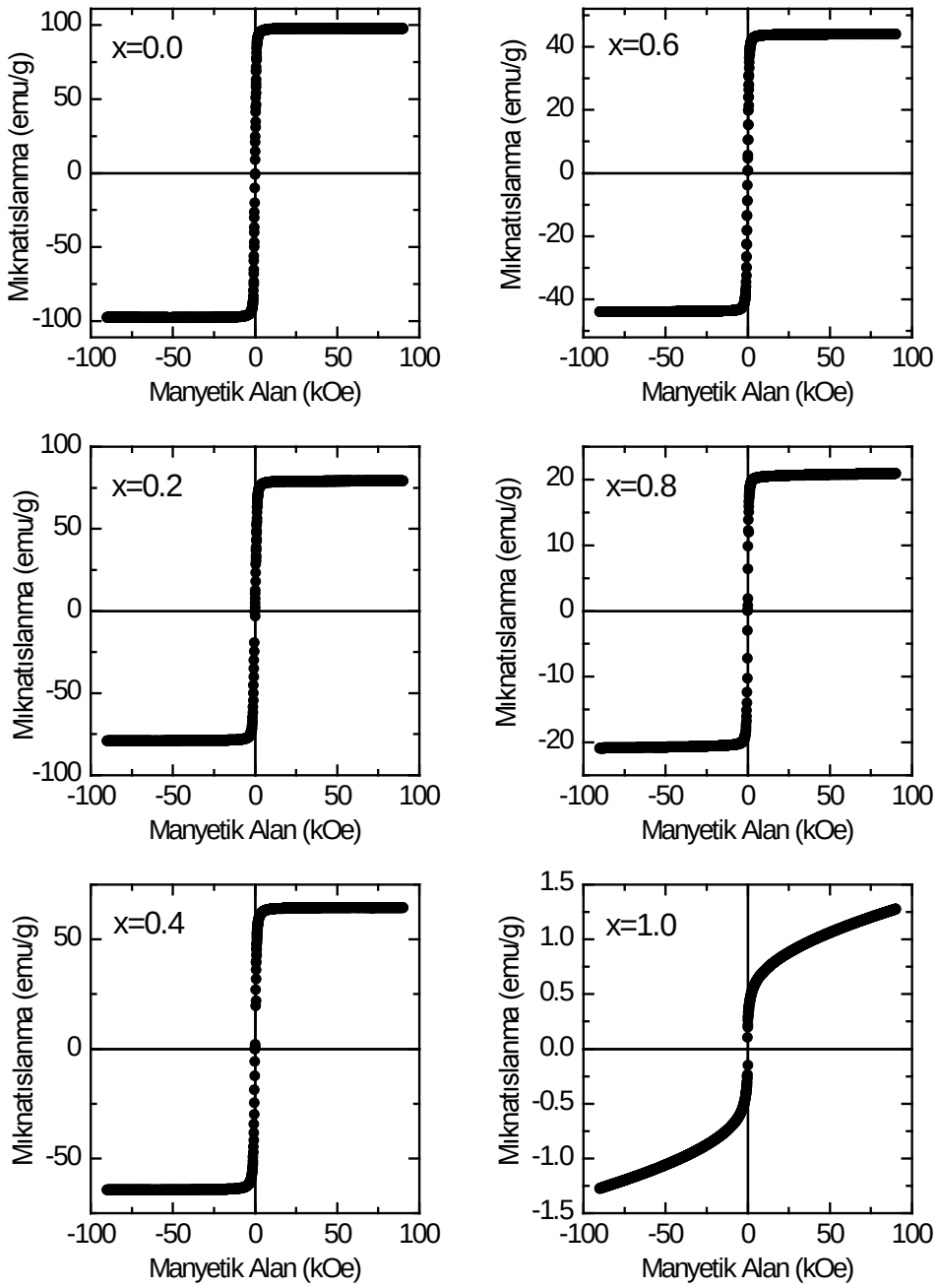
Şekil 4.3. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait mıknatıslanmaların 1kOe manyetik alanda 5 K ile 300 K aralığında sıcaklığa göre değişimi.

$Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak 5 K'de elde edilen hysteresis eğrileri (*M-H*) Şekil 4.5'te gösterilmektedir. Bu eğrilerden hysteresis etkisi küçük olduğu için bileşiklerin yumuşak manyetik malzemeler oldukları söylenebilir. Co_2VSb Heusler bileşiği paramanyetik olduğu için doyuma ulaşmamaktadır. Doyum mıknatıslanmaları *M-H* eğrilerinin yüksek alanlardaki

değerlerine çizgisel fit uygulanarak elde edilmişlerdir. Vanadyum konsantrasyonu *x*'e bağlı olarak elde edilen doyum mıknatıslanmaları Tablo 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.4'te ise $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait doyum mıknatıslanmasının 5 K'de Vanadyum oranı *x*'e göre değişimi görülmektedir. Doyum mıknatıslanması Vanadyum oranı *x* arttıkça azalmaktadır. Co_2MnSb Heusler bileşiği için elde edilen doyum mıknatıslanması literatürde rapor edilen deneysel sonuca [27] oldukça yakın olmasına rağmen teorik yoğunluk fonksiyonel teorisine dayalı hesaplamalardan [28] elde edilen sonuçtan ise küçük çıkmıştır.



Şekil 4.4. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait doyum mıknatıslanmasının 5 K'de Vanadyum oranı *x*'e göre değişimi.



Şekil 4.5. $Co_2Mn_{1-x}V_xSb$ Heusler bileşiklerine ait 5 K'de ölçülen hysteresis (*M*-*H*) eğrileri.

KAYNAKLAR

1. Ayvacı H. Ş., Çekbaş Y., Değirmenci S., Erdemir M., Kara M., Toprak Ş., 2006, Genel Fizik ve Teknolojinin Bilimsel İlkeleri, Pegem A Yayıncılık, 441 s.
2. Getzlaff M., 2008, Fundamentals of Magnetism, Springer, 387 pp.
3. Albay A., 2008, Fizik 7 Ders Notu, Ünite I, Magnetizma, M.E.B. Eğitim Teknolojileri Genel Müdürlüğü Yayınları, Açık Öğretim Okulları Ders Kitapları Dizisi, Ankara, 20 s.
4. Cullity B.D., Graham C.D., 2009, Introduction To Magnetic Materials, Wiley-IEEE Press, The United States of America, 544 pp.
5. Materials Science And Engineering -Vol. II-Magnetic Materials- I. R. Harris and A. J. Williams, Encyclopedia of Life Support Systems (EOLSS).
6. Lacheisserie É. T., Gignoux D., Schlenker M., 2005, Magnetism Fundamentals, Springer, 507 pp.
7. Westbrook J. H., Fleischer R. L., 2000, Crystal Structures of Intermetallic Compounds, John Wiley&Sons, Ltd., 276 pp.
8. Gilleßen M., 2009, Maßgeschneidertes und Analytik-Ersatz, Über die quantenchemischen Untersuchungen einiger ternärer intermetallischer Verbindungen, Dissertation (PhD Thesis), Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen University, 120 pp.
9. Şaşıoğlu E., 2006, First-principles study of the exchange interactions and Curie temperature in Heusler alloys, Dissertation (PhD Thesis), Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Halle (Saale), 99 pp.
10. Stefanita C. G., 2008, From Bulk to Nano, Springer Series in Materials Science, 173 pp.
11. Callister W. D., 2007, Materials Science and Engineering, John Wiley & Sons, The United States of America, 201 pp.
12. Blundell S., 2001, Magnetism in Condensed Matter, Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, 238 pp.
13. Williams S. R. , 1931, Magnetic Phenomena, An Elementary Treatise, McGraw-Hill Book Company, New York and London, 230 pp.

14. Serway R. A., Beichner R. J., Çeviri Editörü -Çolakoğlu K., 2007, Fen ve Mühendislik için Fizik 2, Elektrik ve Manyetizma – Işık ve Optik, Palme Yayıncılık, Ankara, 1243 s.
15. Güçlü F., 2011, $FeMn_{1-x}Ni_xGe$ Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, Nevşehir Üniversitesi, Nevşehir, 54 s.
16. Griffiths D.J., 2005, Introduction to Electrodynamics, Çeviren-Ünal B., Elektromagnetik Teori, Gazi Kitabevi, 594 s.
17. Honda K., 1928, Magnetic Properties Of Matter, Syokwabo and Company, Tokyo, 256 pp.
18. Kervan S., 2001, $R_{1-x}R'_xMn_2Ge_2$ İntermetalik Bileşiklerin Kristal Yapı ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara, 123 s.
19. Kittel C., 1996, Introduction to Solid State Physics, 6th Edition, John Wiley&Sons, Inc.; Türkçesi: Karaoğlu B., Katıhal Fiziğine Giriş, Güven Kitap Yayın Dağıtım Ltd. Şti., 434 s.
20. Torre E. D., Magnetic Hysteresis, The George Washington University, IEEE Press, 215 pp.
21. Tilley R., 2006, Crystals and Crystal Structures, Wiley, 247 pp.
22. Durlu T. N., 1996, Katıhal Fiziğine Giriş, Bilim Yayınevi, Ankara, 311 s.
23. Patterson J. D., Bailey B. C., 2007, Solid-State Physics, Introduction to the Theory, Springer, 827 pp.
24. **http://taum.erciyes.edu.tr/xrdy.html** (Erişim tarihi: Haziran 2013)
25. **http://www.uta.edu/cos/cnm/equipment** (Erişim tarihi: Haziran 2013)
26. Rodriguez-Carvajal, J., 2001. Recent developments of the program FULLPROF. **Commission on Powder Diffraction (IUCr), 26**: 12-19.
27. Paudel, M. R., Wolfe, C. S., Patton, H., Dubenko, I., Ali, N., Christodoulides, J. A., Stadler, S., 2009. Magnetic and transport properties of $Co_2MnSnxSb_{1-x}$ Heusler alloys. **Journal of Applied Physics**, **105** (1): 013716.
28. Huang, H.M., Luo, S. J., Yao, K. L., 2011. First-principles investigation of the electronic structure and magnetism of Heusler alloys CoMnSb and Co_2MnSb. **Physica B**, **406** (8): 1368–1373.
29. Rai, D.P., Maibam, J., Sharma, BI., Shankar, A., Thapa, R.K., Ke, S. H., 2014. Prediction of half-metallic ferromagnetism (HMF) in hypothetical Heusler

compound Co_2VSb using modified Becke Johnson (mBJ) potential. **Journal of Alloys and Compounds, 589** (15): 553–557.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Fermin AK
Uyruğu: Türkiye (TC)
Doğum Tarihi ve Yeri: 5 Ağustos 1988, Kayseri
Medeni Durumu: Bekâr
email: fermin.ak@hotmail.com

EĞİTİM

Derece	**Kurum**	**Mezuniyet Tarihi**
Yüksek Lisans	ERÜ Fen Bilimleri Enstitüsü	2014
Lisans	ERÜ Fen Fakültesi Fizik	2011
Lise	Kocasinan Argıncık Lisesi (Y.D.A.), Kayseri	2006

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR

1. Albayrak E., Ak F. "Trilayer Bethe Lattices in the Form of Spin-(1/2, 3/2, 1/2)", Physica B Condensed Matter, Volume 407, Issue 13, pp 2642-2649 (2012)